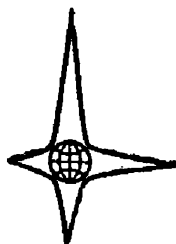


ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ПРОВОДНИКОВ





ИЗДАТЕЛЬСТВО
«МИР»



EXPLODING WIRES

Volume 2

Edited by

WILLIAM G. CHACE

and

HOWARD K. MOORE

PLENUM PRESS

NEW YORK 1962

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ПРОВОДНИКОВ

ПЕРЕВОД С АНГЛИЙСКОГО

Е. Т. АНТРОПОВА,
канд. физ.-мат. наук В. Н. КОЛЕСНИКОВА,
канд. физ.-мат. наук Е. Е. ЛОВЕЦКОГО

ПОД РЕДАКЦИЕЙ

д-ра физ. мат. наук А. А. РУХАДЗЕ
и канд. техн. наук И. С. ШПИГЕЛЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО „МИР“

Москва 1965

УДК 533.9

Редакция литературы по вопросам новой техники

ПРЕДИСЛОВИЕ

В сборник «Электрический взрыв проводников» включены доклады, сделанные на второй конференции¹⁾ по проблеме взрывающихся проволочек, состоявшейся в Бостоне (США) в ноябре 1961 г.

Известно, что явление электрического взрыва проводников и его многочисленные приложения образовали за последние годы самостоятельную отрасль физики. Настоящий сборник наглядно иллюстрирует важность и многогранность этого явления.

Представленные здесь работы охватывают весьма широкий круг явлений, сопутствующих электрическому взрыву проводников. Обсуждаются вопросы возбуждения ударных волн с помощью взрывающихся проволочек, а также получения сверхвысоких температур и давлений. Для читателя представят интерес новый раздел, посвященный взрыву фольг, и работы прикладного характера, например моделирование подводного атомного взрыва электрическим взрывом проводника под водой. Следует также отметить, что в настоящем сборнике широко представлены и теоретические работы. Ряд докладов свидетельствует о том, что явление электрического взрыва проводников в настоящее время изучается не только качественно, но и количественно.

¹⁾ Материалы первой конференции были выпущены Издательством иностранной литературы в 1963 г. под названием «Взрывающиеся проволочки».

Переводчики и редакторы старались сгладить многочисленные шероховатости, а также исправить неточности и ошибки, содержащиеся в оригинале, хотя у них нет полной уверенности в том, что все подобные недостатки удалось устранить.

Материал, изложенный в настоящем сборнике, представит интерес для широкого круга специалистов, занимающихся вопросами физики плазмы, управляемых термоядерных реакций, космической техники, магнитной гидродинамики, аэрофизики и исследованием ударных волн.

*А. Рухадзе,
И. Шпигель*

ВВЕДЕНИЕ

У. Чейс

Классификация

В настоящее время ясно, что не все «взрывающиеся проволочки» одинаковы. В прежних работах взрывающиеся проволочки различались лишь по масштабам и делались попытки создания единой теоретической модели. В настоящее время считают, что в различных условиях решающую роль будут играть различные факторы, что может обусловить полное различие механизма взрыва. Так, например, оказывается, что в случае очень быстрых, мощных взрывов факторы, играющие решающую роль при медленном взрыве, не смогут оказать влияния. Подобным же образом периферические дуги, столь существенные при пониженных давлениях, могут вообще не развиваться при давлении 1 атм.

Хотя имеется достаточное понимание различий между разными случаями взрыва проволочек, вопрос о наиболее рациональном способе классификации еще не получил исчерпывающего ответа.

Предложено несколько классификационных схем [1, 2].

Схема Чейса и Левина [3] основана на скорости подвода энергии к проволочке. Предлагается выделить четыре класса:

Плавление — подводимая энергия не достигает уровня, требуемого для полного испарения. Таким образом,

$$\frac{1}{2} CV_0^2 < W_r + \int I^2 R_0 dt, \quad (1)$$

где C — емкость аккумулирующего конденсатора; V_0 — начальное напряжение на конденсаторной батарее; W_r — энергия, потребная для испарения проволочки; I — протекающий ток и R_0 — эффективное сопротивление разрядного контура.

В этом случае проволочка не испаряется, а лишь распадается на капли или просто перегорает. Таково, например, поведение плавкого предохранителя.

Медленный взрыв — время, необходимое для испарения проволочки, велико по сравнению с временем развития неустойчивостей в расплавленной проволочке. Таким образом,

$$t_v \gg \psi, \quad (2)$$

где t_v — время испарения проволочки, ψ — временная постоянная неустойчивости, т. е. характеристическое время, потребное для того, чтобы неустойчивость (например, волнистость) возросла вдвое. Это означает, что взрыв происходит достаточно медленно, так что физические искажения оказывают значительное влияние на характер его протекания.

Быстрый взрыв — время испарения мало по сравнению с постоянной неустойчивости, т. е.

$$t_v \ll \psi. \quad (3)$$

Относительно характера взрыва в этом случае можно сказать, что он происходит столь быстро, что значительные изменения формы не успевают проявиться.

Взрывная абляция¹⁾ — время испарения мало по сравнению с электротермической временной постоянной, т. е.

$$t_v \ll \zeta, \quad (4)$$

где ζ — электротермическая постоянная времени, т. е. время, необходимое для проникновения температуры, равной точке кипения, на глубину r/e , где r — первоначальный радиус проволочки и e — основание натуральных логарифмов. Развитие взрыва определяется испарением проволочки лишь в тонком поверхностном слое, тогда как центр остается непрогретым. Другими сло-

¹⁾ Следует заметить, что термин «абляция» применяется здесь в несколько ином смысле, чем у Узбба.

вами, процесс развития взрыва управляется «скин-эффектом».

В системе классификации Уэбба скорость подвода энергии также принимается за определяющий фактор, однако характеристическое время определяется как время прохождения звуковой волной до центра проводочки и обратно.

Таким образом, необходимость в установлении классификации достаточно очевидна.

Количественные исследования

Вторым фактором, который существенно повлиял на укрепление теоретических позиций в данной области, было усовершенствование аппаратуры, что привело к накоплению значительного объема количественной информации. Это, разумеется, вполне закономерно для молодой развивающейся отрасли. Процентное содержание чисто качественных работ упало с 32% в первом томе до 14% во втором томе.

Методы измерения токов и напряжений весьма подробно обсуждаются экспериментаторами в настоящее время. Оказалось, что простой шунт и делитель напряжения не удовлетворяют требованиям эксперимента такого типа. По сообщениям весьма опытных экспериментаторов, паразитные сигналы от датчика почти полностью забивают полезный сигнал. Даже такая «надежная опора», как парковский коаксиальный шунт, подверглась переоценке в данной связи (см. работы [4, 5]). Таким образом, приобретая все большую уверенность в своих измерениях, экспериментаторы все шире и целенаправленнее проводят количественные исследования.

Обмен информацией

За последние два года значительно возрос обмен информацией. Это особенно хорошо заметно по большому числу важных прикладных работ, обсуждавшихся на второй конференции. Некоторые прикладные работы уже докладывались в 1959 г., но они носили относительно узкий характер (например, [6, 7]). Сообщения

прикладного характера в данной книге являются более общими. Примером могут служить генерация рентгеновского излучения и достижение сверхвысоких давлений (более 70 кбар) для испытательных целей. Наблюдается все возрастающее стремление к публикации результатов исследования взрывающихся проволок. Это, разумеется, весьма положительный момент в развитии и росте новой отрасли.

Взрывающиеся фольги

Взрывающиеся фольги — новый объект в данной области исследования. Сходство этого явления с взрывом проволок очень велико, однако отличия настолько значительны, что позволяет считать его самостоятельным полем исследования. Возможно, следует подумать о том, чтобы переименовать эту область физики и называть ее «взрывающиеся проводники», а не «взрывающиеся проволоки».

Заключение

Круг явлений, связанных со взрывом проволоки или вообще электрического проводника, постепенно развивается в самостоятельную область науки. Появляется все больше количественных работ, между отдельными исследователями в этой области устанавливается все более тесный контакт, налаживается обмен информацией. Результаты работ все чаще публикуются в широкой печати. Есть основания думать, что все перечисленные тенденции сохранятся и в будущем. Круг явлений, связанных со взрывом проволок, охватывает множество отдельных направлений, требующих дальнейшего развития. Как уже упоминалось, следует разрешить проблему классификации. Дальнейшее развитие количественных измерений в области взрыва проволок требует улучшения аппаратуры, причем не только упрощаются и уточняются старые методики, но и создаются новые [8, 9].

Следует отметить, что особого внимания заслуживает механизм изменения состояния металла от прово-

дящего до непроводящего. Хотя был предложен уже целый ряд механизмов, ни один из них не отвечает достаточно полно экспериментальным результатам.

Взрывающиеся проволочки являются идеальным средством для исследования скин-эффекта в нелинейных средах, однако еще не вполне ясно, будет ли проблема нелинейного скин-эффекта решена посредством взрывающихся проволочек или же, наоборот, нелинейный скин-эффект будет способствовать прояснению некоторых проблем, связанных с физикой взрыва проволочек.

Дальнейшая теоретическая разработка вопросов взрывающихся проволочек, возможно, откроет некоторые новые пути для установления прямого соотношения между высокими температурами и очень большими магнитными полями.

Все это, по-видимому, свидетельствует о том, что взрывающиеся проволочки представляют собой наиболее перспективный метод исследования высоких плотностей энергии, подводимых к веществу очень большой плотности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chase W. G., Moore H. K. (eds.), *Exploding Wires*, vol. 1, N. Y., 1959; см. русский перевод в сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963.
2. Уэбб Ф., Чейз Н., Эрнстин М., Таллеструп А., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 34.
3. Chase W. G., Levine M. A., *J. Appl. Phys.*, 31, 1298 (1960).
4. Тсей Д. Х., Парк Дж. Х., см. стр. 121 настоящего сборника.
5. Chase W. G., Levine M. A., Proc. 21 st. Phys. Elec. Conf., MIT, Cambridge, Mass., 1961, p. 298.
6. Шифф Д., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 255.
7. Джейнс С., Коритц Г., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 225; *Res. Sci. Instr.*, 30, 1032 (1959).
8. Kleen W., *Ann. Phys.*, 11, 599 (1931).
9. Jones D. L., Gallet R. M., см. стр. 154 настоящего сборника,

ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИНТЕРВАЛА ВРЕМЕНИ ДО ВЗРЫВА ПРОВОЛОЧЕК

Ч. Нэш, К. Олсен

Проведены исследования взрыва проволочек из Al, Cu, Ag, Au, Pd и Pb при использовании батареи конденсаторов с максимальной запасенной энергией 11,4 кдж. Время до взрыва нарастает в порядке $Pb < Al < Au < Ag < Cu \approx Pd$, который не совпадает с последовательностью уменьшения энергии первого импульса. Результаты, полученные на многочисленных алюминиевых образцах одинаковой длины, поперечные сечения которых отличаются приблизительно в 25 раз, показывают, что при постоянном начальном напряжении время до взрыва линейно зависит от площади поперечного сечения A . Эта зависимость согласуется с ранее полученным теоретическим соотношением, которое подчеркивает особое значение гидродинамической энергии, приходящейся на единицу длины, и радиального расширения проволочки.

Введение

Взрыв проволочки проходит через три более или менее хорошо определенные стадии [1]. Вначале после замыкания цепи ток течет через образец. По прошествии некоторого времени ток прекращается и начинается «пауза тока». Далее разряд зажигается вновь и энергия, остающаяся в батарее конденсаторов, рассеивается. При различных условиях, конечно, одна или более стадий могут отсутствовать. Тем не менее любая полная теория механизма этого явления должна удовлетворительно объяснять все эти процессы.

Так как все последующее развитие взрыва проволочки должно в значительной степени зависеть от его предыстории, важно во всех деталях изучить первый импульс. Были проведены эксперименты с целью установления зависимости длительности и энергии первого импульса от вида используемого материала, а также от размеров различных образцов из одного и того же материала. Данные экспериментов по измерению длительности импульса довольно полные, однако сведений об энергиях первого импульса мало.

На основе полученных данных можно дать по крайней мере качественную интерпретацию одного из важнейших параметров первого импульса, а именно интервала времени до взрыва.

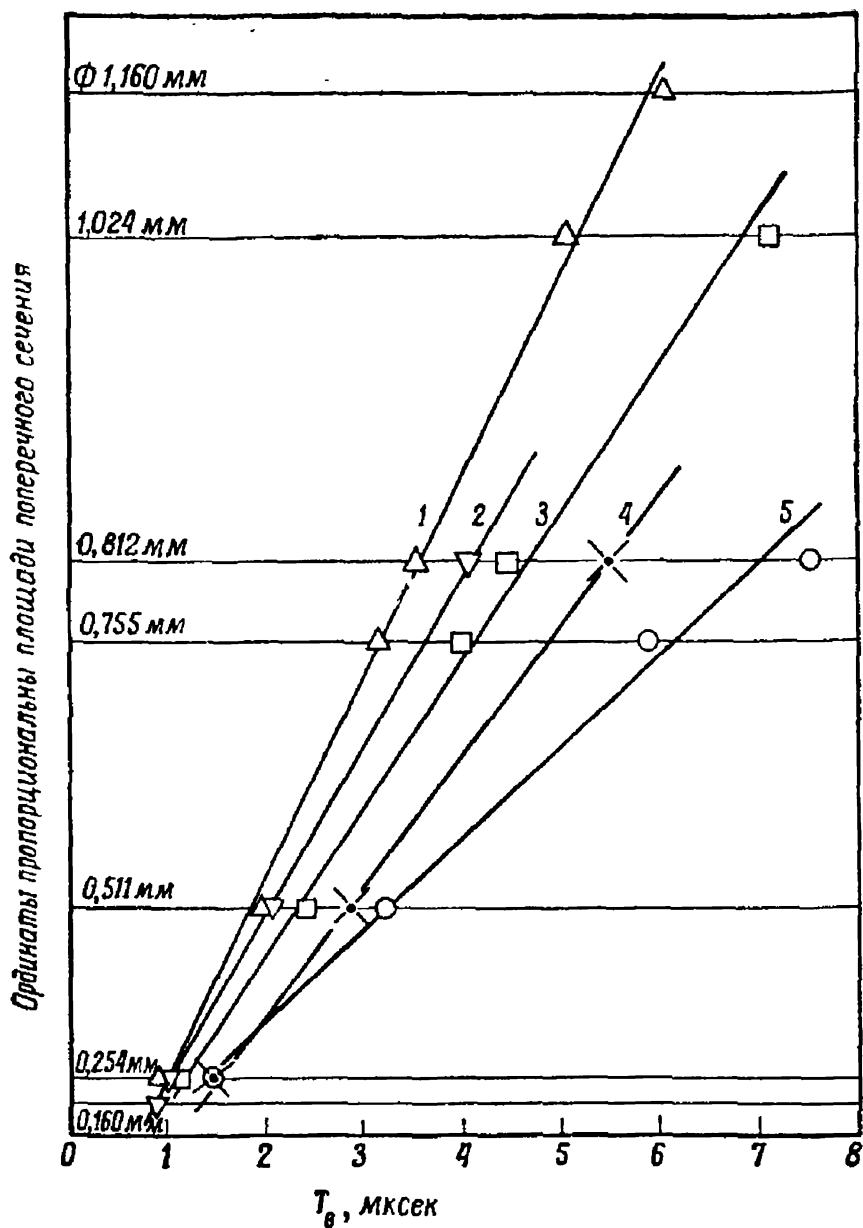
Описание эксперимента

Была использована обычная батарея конденсаторов, заряжавшихся до 20 кВ (можно было подключать 1—4 низкоиндуктивных конденсаторов емкостью 14,2 мкФ). Индуктивность цепи при собственной частоте составляла 0,3 мкГн. Осциллограммы были получены на двухлучевом осциллографе «Тектроникс» типа 555, снабженном двумя блоками временной развертки типа 22 и двумя широкополосными предусилителями типа L с большим коэффициентом усиления. Один луч осциллографа регистрировал напряжение конденсатора либо напряжение на нагрузке, в то время как смещение второго луча указывало напряжение, индуцированное в маленькой зондовой катушке, расположенной вблизи образца. Напряжение на этой катушке пропорционально скорости нарастания тока в цепи.

Были исследованы (в воздухе) медные и алюминиевые проволочки шести размеров, серебряные проволочки четырех размеров, а также золотые, палладиевые и свинцовые проволочки двух размеров. Всякий раз, когда это было возможно, измерялась энергия первого импульса и время до взрыва. Будем определять «время до взрыва» (T_B) как интервал между первым заметным отклонением линии развертки dl/dt и вершиной пика.

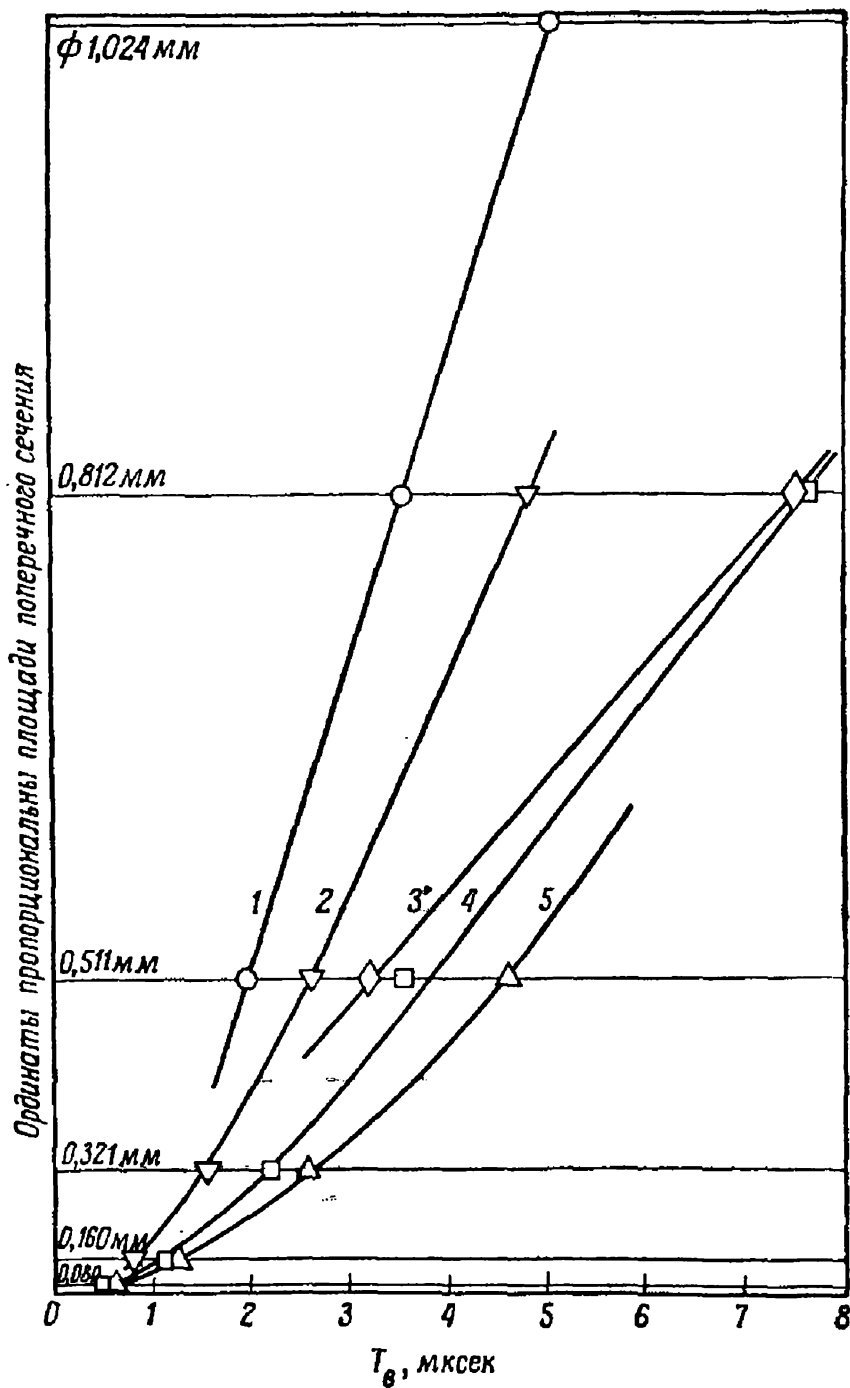
Полученные результаты

На фиг. 1 и 2 приведены типичные данные для времени до взрыва алюминиевой, медной и серебряной проволочек длиной 7,1 см, взорванных с использованием батареи конденсаторов емкостью 28,4 мкФ при различных напряжениях. Из графиков видно, что для всех трех металлов T_B зависит как от поперечного сечения проволочки, так и от начального напряжения. Особенно существенно, что для каждого материала наблюдается



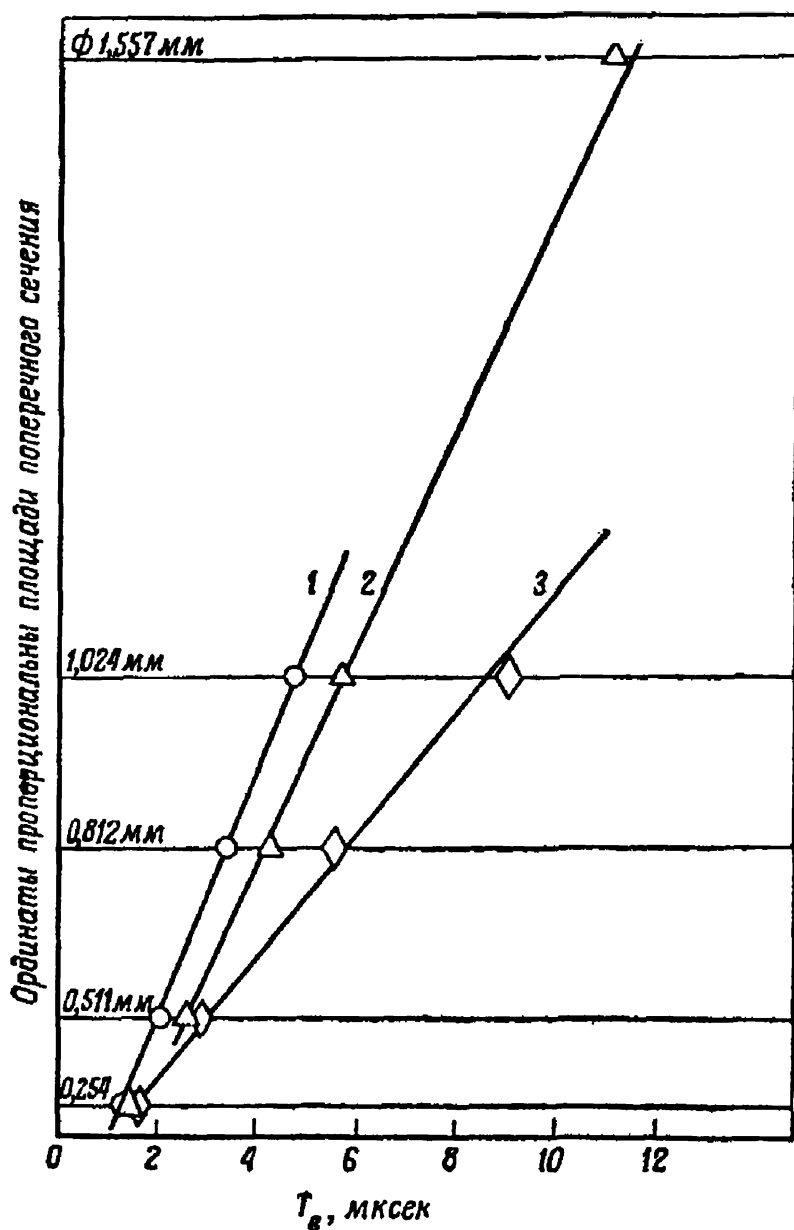
Фиг. 1. Зависимость времени до взрыва от диаметра алюминиевой и серебряной проволочек длиной 7,1 см, взорванных с применением батареи конденсаторов емкостью 28,4 мкф.

1 — алюминий, 20 кв; 2 — серебро, 20 кв; 3 — алюминий, 15 кв; 4 — серебро, 15 кв; 5 — алюминий, 10 кв.



Ф и г. 2. Зависимость времени до взрыва от диаметра алюминиевой и медной проволочек длиной 7,1 см, взорванных с применением батареи конденсаторов емкостью 28,4 мкф.

1 — алюминий, 20 кВ; 2 — медь, 20 кВ; 3 — алюминий, 10 кВ; 4 — медь, 15 кВ; 5 — медь, 10 кВ.



Фиг. 3. Зависимость времени до взрыва от диаметра различных алюминиевых проволочек.

1—7,4 см, 42,6 мкф, 20 кв; 2—15,1 см, 56,8 мкф, 20 кв; 3—7,4 см, 42,6 мкф, 10 кв.

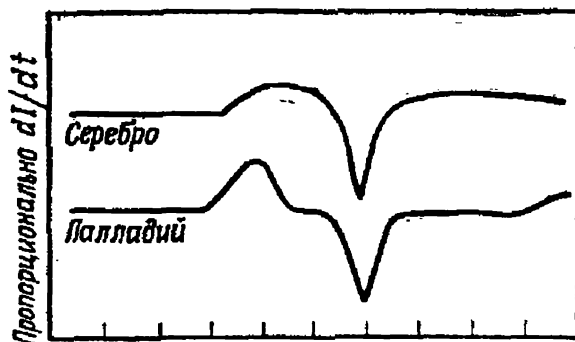
почти линейное возрастание T_v с увеличением массы, приходящейся на единицу длины проволочки. Из данных фиг. 3 следует, что линейная зависимость наблюдается также и при других значениях емкости батареи конденсаторов и длины проволочки.

Графики, приведенные на фиг. 1 и 2, показывают также, что при заданных размерах проволочки и определенном начальном напряжении время до взрыва нарастает в последовательности $Al < Ag < Cu$. Сопоставив аналогичные данные для всех исследованных металлов, последовательность увеличения T_v можно записать в виде

$$Pb < Al < Au < Ag < Cu \approx Pd.$$

Примечательно, что осциллограммы для взрывающихся палладиевых проволочек слегка отличаются от осциллограмм для других металлов. На фиг. 4 сопоставлены временные развертки dI/dt для серебряной и палладиевой проволочек. Кривая для палладиевой проволочки имеет два разрыва непрерывности. Подобная особенность наблюдается также для меди, алюминия и свинца, но дополнительный провал не так сильно выражен. Кварцхава и др. [2] ранее отмечали, что на осциллограммах для взрывающихся платиновых и никелевых

Фиг. 4. Сопоставление осциллограмм dI/dt для взрывающихся серебряной и палладиевой проволочек длиной 7,1 см и диаметром 0,511 мм при емкости 28,4 мкф и напряжении 15 кв. (По оси абсцисс одно деление соответствует 1 мксек.)



проволочек, а также для проволочек из некоторых других металлов видна область, в которой ток заметно не изменяется. Полученные результаты показывают, что в случае палладия, который, как небезынтересно отметить, расположен в том же столбце периодической таблицы элементов, что и платина и никель, наблюдаются такие же характеристики взрыва.

В табл. 1 приведены значения энергии $E_{п.и.}$ первого импульса, рассеянной при взрыве образцов длиной 7,1 см и диаметром 0,511 мм, произведенном с применением батареи конденсаторов емкостью 28,4 мкф при напряжении 10 кв. В этой таблице даны также значения

энергии $E_{\text{исп}}$, необходимой для полного испарения образцов, подсчитанные из термодинамических данных для соответствующих элементов [3].

Таблица 1

Взрыв проволочек длиной 7,1 см и диаметром 0,511 мм из различных металлов. Емкость батареи конденсаторов 28,4 мкф, напряжение 10 кв

Металл	$E_{\text{п. и.}}$ кдж	$T_{\text{в}}$ мксек	$E_{\text{исп}}$ кдж
Al	0,80	3,19	0,539
Ag	1,0	3,43	0,468
Pd	0,74	4,36	0,849
Cu	1,2	4,60	0,806

В табл. 2 приведены значения энергии первого импульса для медных проволочек различного диаметра длиной 15 см, взорванных при напряжении 15 кв и емкостях батареи конденсаторов 42,6 и 56,8 мкф. Из этих данных видно, что энергия, рассеянная в первом импульсе, при больших диаметрах проволочек примерно пропорциональна площади поперечного сечения проволочек.

В табл. 3 приведены данные, полученные для одной пары серебряных проволочек, обладающих различными

Таблица 2

Энергия первого импульса

Диаметр, мм	$E_{\text{п. и.}}$ кдж		$E_{\text{исп}}$ кдж
	42,6 мкф	56,8 мкф	
0,080	0,32	0,26	0,0418
0,160	0,50	0,74	0,168
0,321	0,92	0,97	0,675
0,511	2,2	2,2	1,70
0,812	4,7	5,4	4,32
1,29		6,3	10,9

Таблица 3

Взрыв образцов одинаковой массы с помощью батареи конденсаторов емкостью 56,8 мкф при напряжении 10 кв

Металл	Диаметр, мм	Длина, см	Масса, мг	$T_{в}$, мксек	$E_{п. и.}$ дж	$E_{исп}$ дж
Ag	0,511	17,9	385	4,53	1242	1180
Ag	0,812	7,1	385	6,12	2745	1180
Cu	0,812	7,1	326	7,65	2840	2028
Cu	0,511	17,9	326	5,80	1650	2028
Cu	0,511	7,1	129	3,95	1518	804
Cu	0,321	17,9	129	2,74*	557	804
(Cu	0,160	17,9	32,1	1,20	114	200)

* Получено интерполяцией по данным для проволочек диаметром 0,321 и 0,160 мм с помощью графика зависимости $T_{в}$ от площади поперечного сечения. Для этого размера проволоки взрывной пик не наблюдался.

площадями поперечных сечений и длинами, но зато одинаковыми массами, а также для двух пар медных проволочек. Как время до взрыва, так и энергия первого импульса зависят от формы взрываемых образцов.

Обсуждение результатов

Законченная теория режима первого импульса должна объяснить установленную здесь последовательность нарастания времени $T_{в}$ до взрыва для различных металлов, а также зависимость энергии $E_{п.и.}$ первого импульса и времени $T_{в}$ от геометрии образца.

Рассмотрев различные свойства исследованных металлов, отнесенные к объему (удельное сопротивление, плотность и т. д.), нетрудно заметить, что указанная выше последовательность нарастания $T_{в}$ ближе всего следует ходу удельной энергии испарения соответствующих металлов. Однако имеются основания полагать, что этот параллелизм может оказаться в значительной степени случайным. Если бы характер взрыва определялся только термодинамическими свойствами материала, то

различные по форме образцы из одного и того же материала, обладающие равными массами, должны были бы рассеивать в первом импульсе одинаковые энергии, а время T_v для проволоочки с маленьким диаметром было бы больше, чем для проволоочки с большим диаметром.

Однако экспериментальные данные показывают (ср. табл. 3), что приблизительно одинаковое значение энергии первого импульса было получено лишь для двух медных проволоочек диаметром 0,511 мм, массы которых отличались в 2,5 раза. Для образцов с постоянной массой отношение энергий первого импульса не равно единице, а изменяется от 1,7 до 3. Более того, зависимость T_v от диаметра проволоочки прямо противоположна той, которую можно было бы ожидать. Изменения значений энергии, обнаруженные в экспериментах с постоянной массой, не могут быть обусловлены различием начального сопротивления образцов. Отсутствие зависимости энергии от длины проволоочки, показанное на примере медных проволоочек диаметром 0,511 мм, представляет, по-видимому, общую закономерность. Это наблюдалось на медных и серебряных проволоочках длиной 9—50 см. Соответственно величины энергий первого импульса не будут резко отличаться от значений, приведенных в табл. 3, даже если длины проволоочек, например диаметром 0,812 и 0,511 мм, таковы, что проволоочки имеют одинаковые начальные сопротивления, а не массы.

Ввиду сложности картины, когда нагрев и радиальное расширение образца одновременно влияют на его удельное сопротивление, которое в свою очередь воздействует на мгновенное значение рассеиваемой мощности, в настоящее время нельзя объяснить различные особенности поведения энергии первого импульса, указанные выше.

Однако, учитывая экспериментальные данные относительно энергии, можно объяснить линейную зависимость времени до взрыва от поперечного сечения проволоочки. Как ранее было постулировано [4], граница раздела воздух — металл распространяется согласно уравнению

$$\xi + \rho_g \frac{\xi^3}{3\rho_0} = \left(\frac{2E}{\pi\rho_0 r_0^4} \right)^{1/2} t. \quad (1)$$

Здесь ξ — относительное увеличение радиуса

$$\xi \equiv \frac{r}{r_0}, \quad (2)$$

где r_0 — начальный радиус проволочки, r — радиус в момент времени t , ρ_g и ρ_0 — плотности соответственно окружающего газа и проволочки, E — гидродинамическая энергия на единицу длины цилиндрической проволочки.

На многочисленных фотографиях в работе [5] видно, что в момент «взрыва» цилиндрическая проволочка находится в расширенном состоянии, но тем не менее имеет вполне определенный радиус. Беннет [6] показал, что для медных проволочек диаметром, большим, чем 0,16 мм, эффективность взаимодействия цилиндрического столба паров с окружающей его средой уменьшается с увеличением поперечного сечения проволочки. Следовательно, в уравнении (1) гидродинамическая энергия E должна оставаться приблизительно постоянной, несмотря на то, что энергия, рассеянная в первом импульсе, с ростом диаметра проволочки увеличивается.

Возможная физическая интерпретация явления «взрыва» проволочки заключается в том, что параметр ξ достигает некоторого постоянного критического значения, которое может зависеть от материала. Согласно этой модели, из уравнения (1) следует, что время T_v , за которое ξ достигает значения $\xi_{\text{критич}}$, должно быть приблизительно линейной функцией поперечного сечения проволочки.

Если эффективность взаимодействия столба паров с окружающей средой является в основном функцией площади поперечного сечения проволочки, то необходимое время до взрыва проволочек одинакового диаметра, но разной длины должно уменьшаться линейно как квадратный корень из энергии первого импульса, приходящейся на единицу длины. Таким образом, значения времени T_v для указанных в табл. 3 двух образцов медных проволочек диаметром 0,511 мм должны отличаться в 1,52 раза. Экспериментально найденное отношение времен, равное 1,48, находится в хорошем согласии с этим значением, полученным на основе изложенной

выше простой теории. Хорошее согласие эксперимента и теории было получено также и для проволочек других диаметров и материалов.

В рассмотренной модели существенными оказываются два параметра, значения которых подлежат экспериментальной оценке. Очевидно, малая величина времени до взрыва может быть получена при условии лишь небольшого уменьшения радиуса, т. е. при малом значении $\xi_{\text{критич}}$. С другой стороны, эффективность взаимодействия может изменяться от вещества к веществу, а высокая эффективность, которая приводит к большому значению E в уравнении (1), дает также малое значение T_v .

ЛИТЕРАТУРА

1. Чейс В., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 7.
2. Кварцхава И. Ф., Плютто А. А., Чернов А. А., Бондаренко В. В., *ЖЭТФ*, 3, 40 (1956).
3. Stull D. R., Sinke G. C., *Thermodynamic Property of Elements*, Washington, 1956.
4. Nash C. P., McMillan W. G., *Phys. Fluids*, 4, 911 (1961).
5. Корнев Т., Бон Дж., Надиг Ф., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 95.
6. Bennet F. D., *Phys. Fluids*, 1, 515 (1958).

НОВЫЕ РАБОТЫ ПО МАКРОСКОПИЧЕСКОМУ АНАЛИЗУ ПРОВОДЯЩИХ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ТЕЛ

Р. Гельдмахер

Хайнс и Гельдмахер [1, 2] аналитически исследовали поведение проводящих твердых тел в сильных электрических полях. В настоящей работе дается общая формулировка проблемы, а также обсуждаются решения и результаты, полученные этими авторами.

Хайнс рассматривает распределение плотности переменного тока в цилиндрических проводниках и, используя комбинированную дискретно-непрерывную модель, устанавливает наличие обратного скин-эффекта. Этот эффект может способствовать разрыву проволок, находящихся в сильных электрических полях, которые действуют в течение малого промежутка времени.

Гельдмахер исследует нелинейную задачу термоэлектрического эффекта, возникающего вследствие зависимости электрической проводимости от температуры. Он рассматривает электромеханические объемные силы, а механизм разрыва связывает с потенциальной энергией напряженного состояния.

Процесс разрыва трактуется двумя авторами совершенно различным образом, что позволяет предположить, что истинный разрыв может быть объяснен на основе комбинации механизмов, предложенных этими авторами. Решение, учитывающее термоэлектрический эффект, могло бы представлять интерес лишь в тех случаях, когда разрыв происходит в основном из-за плавления.

Введение

В недавно опубликованных работах [1, 2] проведен анализ электромеханических свойств проводящих тел с двух разных точек зрения, которые, как оказалось при совместном рассмотрении, позволяют глубже проникнуть в механизм взрыва проволок.

Для сравнения и обсуждения этих работ целесообразно исходить из следующей математической модели:

$$c\delta \frac{\partial \theta}{\partial t} = \nabla k \nabla \theta + G(x_1, x_2, x_3, t, \theta), \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J},$$

$$\nabla T_{ij} + g_i = \delta \frac{\partial^2 w_i}{\partial t^2}. \quad (3)$$

В приведенной здесь системе уравнений Максвелла теплопроводности и упругости c — удельная теплоемкость; δ — плотность вещества; θ — температура; t — время; k — коэффициент теплопроводности; x_i — пространственные координаты; \mathbf{E} — напряженность электрического поля; \mathbf{B} — магнитная индукция; \mathbf{H} — напряженность магнитного поля; \mathbf{D} — электрическая индукция; \mathbf{J} — плотность тока; T_{ij} — тензор напряжений; g_i — массовые силы, а w_i — смещения.

Соотношения (1) — (3) с надлежащими граничными и начальными условиями и соответствующими уравнениями связи полностью определяют задачу. Конечно, получить общее решение этой системы уравнений чрезвычайно трудно, за исключением простейших случаев, вследствие чего большинство приближений к решению данной проблемы до сих пор основывается на выборе определенных температурных интервалов, в которых можно пренебречь некоторыми или всеми связями.

Распределение тока

Если уравнения Максвелла (2) не связаны с уравнениями (1) и (3), то в случае, когда длина проводника много больше его диаметра, уравнения Максвелла можно записать в хорошо известно безразмерной форме:

$$\frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial u} \left(u \frac{\partial F_z}{\partial u} \right) - \frac{\partial F_z}{\partial v} = 0, \quad (4)$$

где F_z — аксиальная компонента тока I_z или аксиальная компонента напряженности электрического поля E_z . Переменные u и v определяются следующим образом:

$$u = \frac{r}{r_a}, \quad v = \frac{t}{\mu \sigma r_a^2}, \quad (5)$$

где r — переменный радиус, r_a — радиус проводника, μ — магнитная проницаемость и σ — электрическая проводимость. Решение уравнения (4), удовлетворяющее начальному условию $F_z(u, 0) = 0$, имеет вид

$$F_z(u, v) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \varphi(s) I_0(s^{1/2}u) e^{sv} ds, \quad (6)$$

где s — комплексная переменная, а интеграл берется по соответствующему контуру в комплексной плоскости. Функция $\varphi(s)$ определяется из граничных условий. Так, например, если F_z задана на цилиндрической поверхности проводника, то из выражения (6) получаем

$$F_z(u, v) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \left\{ \frac{\int_0^\infty F(1, v) e^{-sv} dv}{I_0(s^{1/2})} \right\} I_0(s^{1/2}u) e^{sv} ds, \quad (7)$$

где I_n — функция Бесселя от мнимого аргумента.

Если задан полный ток $F_T(v)$, текущий по проводнику, то решение (6) принимает вид

$$F_z(u, v) = \frac{1}{2\pi i} \int_C \left\{ \frac{s^{1/2} \int_0^\infty F_T(v) e^{-sv} dv}{2\pi r_a^2 I_1(s^{1/2})} \right\} I_0(s^{1/2}u) e^{sv} ds. \quad (8)$$

Чрезвычайно интересный результат получен в работе [1] исходя из выражения (8) при условии, что полный ток аналогичен току в цепи двухполюсника с сильным затуханием; последнее эквивалентно утверждению, что ток через поперечное сечение исследуемого проводника определяется внешним затуханием контура RLC , т. е. $F_T(v) = e^{-\alpha v} - e^{-\beta v}$, где α и β ($\beta > \alpha$) определяются как функции R , L и C . В этом случае после вычисления интегралов выражения (8) можно записать

$$F_z(u, v) = e^{-\alpha v} \left[\frac{\alpha^{1/2} J_0(\alpha^{1/2}u)}{2\pi r_a^2 J_1(\alpha^{1/2})} \right] - e^{-\beta v} \left[\frac{\beta^{1/2} J_0(\beta^{1/2}u)}{2\pi r_a^2 J_1(\beta^{1/2})} \right] - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\nu_n^2 v} \nu_n^2 J_0(\nu_n u)}{\pi r_a^2 J_0(\nu_n)} \left[\frac{1}{\alpha - \nu_n^2} - \frac{1}{\beta - \nu_n^2} \right], \quad (9)$$

где ν_n — корни уравнения $J_1(\nu) = 0$.

Если в выражении (7) $F(1, v)$ представить в виде единичной ступенчатой функции, то решение будет

иметь вид

$$F_z(u, v) = 1 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-v_n^2 v} J_0(v_n u)}{v_n J_1(v_n)}, \quad (10)$$

где v_n — корни уравнения $J_0(v) = 0$.

При сравнении выражений (9) и (10) оказывается, что в обоих случаях ток возникает вначале на границе проводника, а затем смещается к центру проводника. Согласно выражению (10), при любом заданном радиусе плотность тока оказывается всегда меньше, чем при большем радиусе, вплоть до момента установления равновесия, т. е. пока плотность тока не станет однородной по сечению. С другой стороны, из выражения (9) следует, что плотность тока не остается максимальной на поверхности и даже более того в некоторый момент времени достигает максимума при $u=0$. Далее, при условии $\alpha^{1/2} > v_1$ плотность тока будет менять знак вне некоторого определенного радиуса. В числовом примере, приведенном в работе [1], α и β выбраны равными 12,96 и 36 соответственно и изменение направления тока происходит перед тем, как величина $F_T(v)$ падает до $1/3$ своего максимального значения.

Электромеханический эффект

Изменение направления тока, являющееся следствием выбора разумного значения функции $F_T(v)$, оказывается весьма ценным вкладом в понимание механизма взрыва проволок. Таким образом, следует ожидать, что электромеханические объемные силы при определенных условиях будут направлены наружу вблизи поверхности проводника и могут вызвать разлет поверхности проводника. Важно, однако, заметить, что после прохождения полным током максимума изменение знака плотности тока у поверхности происходит тогда, когда плотность тока в центре проводника близка к максимальной; в результате в этот момент времени имеется значительная потенциальная энергия, запасенная в проводнике в виде поля напряжений. Если эта потенциальная энергия, появившаяся в результате за-

тухания электрического поля, освобождается очень быстро, частицы внутри проводника испытывают радиальное ускорение [2], и, следовательно, увеличение радиальных объемных сил является результатом изменения плотности тока у поверхности. При плавлении силы сцепления уменьшаются и проводник легче разрушается и превращается в расширяющееся цилиндрическое облако. В работе [2] сделаны оценки напряжений внутри проводника для стационарного случая. Полагая в соотношении (3) член $\delta \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial t^2}$ равным нулю, получаем для максимального напряжения (имеющего место в центре проводника) выражение

$$E = \frac{-\mu\sigma E_z r_a}{4Y} (\nu + 3)(\nu - 1), \quad (11)$$

где E — напряжение, Y — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона.

Термоэлектрический эффект

В некоторых очень интересных исследованиях, например Зернова и Воффиндена [3], предполагается, что механизм разрыва обусловлен в основном плавлением. В работе [2] связь электрических и термических свойств проводников рассматривалась в виде зависимости электрической проводимости от температуры. В этом случае, предполагая величину k постоянной, можно записать уравнение (1) в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \Omega \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{1}{L(\theta + \theta_i)} \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (12)$$

где $\Omega = k/c\delta$; V — потенциал электрического поля; L — число Лоренца; θ_i — точка плавления льда и $\frac{1}{L(\theta + \theta_i)} \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2$ — функция источника G . Решение уравнения (12) не было найдено в литературе, тем не менее в работе [2] последовательно применялось линейное приближение, которое при правильном выборе интервала температур дает решение желаемой степени

точности. Линеаризованное уравнение (12) имеет вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \Omega \left[\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{m - n\theta}{L} \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (13)$$

где m и n — константы, определенные для данного интервала линеаризации.

Решения уравнения (13) были получены для ньютоновского закона охлаждения, заданной начальной температуры и недиссипативных граничных условий; вычисления проводились для мгновенного включения (ступенчатая функция) электрического поля величины V . В качестве примера приведем решение уравнения (13), полученное для ньютоновского закона охлаждения

$$\theta = \frac{m}{n} - \frac{1}{n} (m - n\theta_0) \times \left\{ \frac{k_2 I_0 [rV (n/L)^{1/2}]}{V (n/L)^{1/2} I_1 [r_a V (n/L)^{1/2}] + k_2 I_0 [r_a V (n/L)^{1/2}]} + 2nk_2^2 V^2 / L \times \right. \\ \left. \times \sum_{l=1}^{\infty} \frac{J_0 [r/r_a \nu_l] e^{-a[(\nu_l/r_a)^2 + nV^2/L]t}}{\nu_l [(\nu_l/r_a)^2 + nV^2/L] [(\nu_l/r_a)^2 + k_2^2] J_1 [\nu_l]} \right\}, \quad (14)$$

где ν_i — корни уравнения $-\nu J_1(\nu) + k_2 r_a J_0(\nu) = 0$, θ_0 — начальная температура, а k_2 определяется из граничного условия

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} + k_2 (\theta - \theta_0) = 0, \quad r = r_a.$$

Указаны границы, в которых плавление или нарушение механического состояния не будут существенно зависеть от влияния магнитного поля на распределение плотности тока. Например, в случае свинцового проводника радиусом 10^{-4} м, находящегося в поле 4500 в/м, плавление будет происходить за 10^{-5} сек и влиянием магнитного поля на распределение тока можно пренебречь.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haines M. G., *Proc. Phys. Soc.*, 74, 576 (1959).
2. Geldmacher R. C., *J. Appl. Phys.* (February 1961).
3. Зернов Л., Воффинден Ж., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 155.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ АНОМАЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ВЗРЫВАЮЩИХСЯ ПРОВОЛОЧЕК¹⁾

Р. Рейтель, Дж. Блэкборн

Во время взрыва проволочек в воздухе при плотности тока $2,5 \cdot 10^7 - 1,3 \cdot 10^8$ а/см² наблюдается аномалия сопротивления, т. е. зависимость сопротивления от скорости подвода к проволочке электрической энергии, а не от ее абсолютной величины. Эксперимент был повторно выполнен в условиях непроводящего окружения при плотностях 1 и 2 г/см³. Кривая зависимости сопротивления от энергии при большей плотности окружающей среды аналогична кривой для случая более быстрого подвода энергии. Предполагается, что аномалия сопротивления может быть объяснена инерционностью окружающей проволочку среды.

Давно известно, что мгновенное сопротивление взрывающейся проволочки не является однозначной функцией энергии, подведенной к проволочке к этому моменту [1—3]. В данной работе будет дана некоторая гипотеза, объясняющая «аномалию сопротивления», и представлены некоторые экспериментальные подтверждения ее.

Аномалия в деталях может быть описана следующим образом. Если протекающим по проволочке током подводится энергия, как раз достаточная для ее взрыва, то электрическое сопротивление проволочки, определенное по закону Ома и на основании измеренных значений тока и напряжения на проволочке, поднимается до некоторого максимального значения, которое становится бесконечно большим в случае длительной паузы тока. При повторении эксперимента с подобной же проволочкой, но с более быстрым подводом энергии и развитием взрыва наблюдается иной характер поведения сопротивления. Сопротивление в этом случае вряд ли станет бесконечно большим, поскольку первоначальная проводимость может быть маскирована проводимостью другого разряда. График сопротивления в зависимости от количества энергии, подводимой к проволочке, в каждом случае с очевидностью указывает на аномальный

¹⁾ Работа выполнена при поддержке Комиссии по атомной энергии США.

ход ее сопротивления. По-видимому, в случае медленного взрыва от проволоки за счет теплопроводности уйдет часть ее энергии, вследствие чего понизится температура и, следовательно, сопротивление проволоки. Это не будет иметь места, если ограничиться рассмотрением именно взрывающихся проволок, оставляя в стороне случаи поведения объектов типа плавкого предохранителя. Кривая зависимости сопротивления от энергии для медленно взрывающихся проволок лежит, как правило, выше аналогичной кривой, полученной в режимах быстрых взрывов. Было предположено [4], что при высоких плотностях тока закон Ома не выполняется или же что еще до появления в окружающей среде непосредственно наблюдаемой дуги возникают шунтирующие токи. Мы полагаем, однако, что привлечение этих процессов не является необходимым для объяснения аномалии сопротивления.

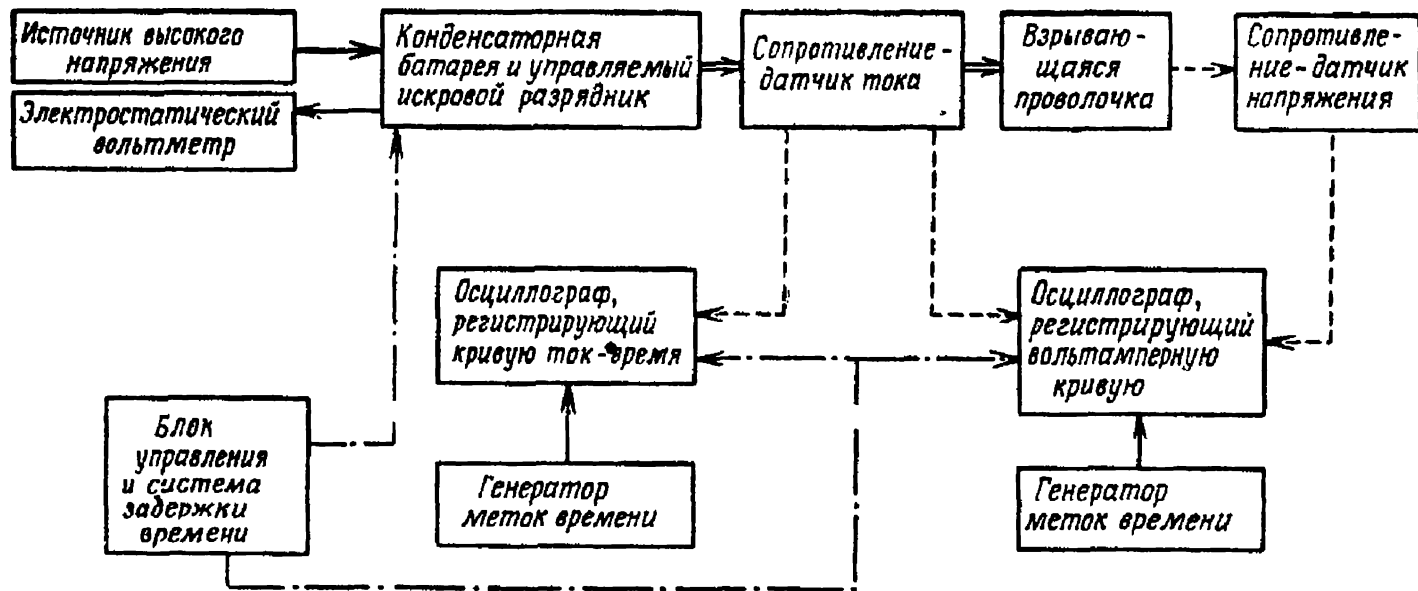
Рассмотрим явления, происходящие в процессе взрыва проволоки. Когда ток начинает возрастать, температура и сопротивление проволоки постоянны по сечению. Если скорость нарастания импульса тока такова, что скин-эффектом можно пренебречь, теплота выделяется с одинаковой скоростью во всех точках поперечного сечения. Если бы было возможно подводить энергию достаточно медленно, а энергетические потери в окружающую среду были пренебрежимо малы, то твердое вещество испытывало бы расширение при постоянном внешнем давлении, а температура возрастала бы до точки плавления. Далее произошло бы изотермическое расплавление, за которым по мере приближения температуры жидкости к точке кипения последовало бы дальнейшее расширение и, наконец, изотермическое испарение. Мгновенное сопротивление в любой момент определялось бы температурой и плотностью материала [5].

К чему сведется влияние более быстрого подвода энергии? Расширение проволоки произойдет быстрее, чем в квазистатическом случае, который был только что рассмотрен. Материал проволоки получит, следовательно, большее ускорение. При этом ускорении в силу инерции в проволоке разовьется градиент давления и вследствие этого — градиенты плотности, температуры и

сопротивления проволочки. В квазистатическом случае изменения плотности с температурой очень велики (вблизи точки кипения приближаются к бесконечно большим значениям); вариации плотности в ускоренном взрыве занижаются силами инерции. Рост температуры не ограничен более точкой кипения при внешнем давлении, но может достичь значения, характерного для критических условий. Иными словами, при изменении температуры сопротивление нарастает относительно медленно, тогда как при расширении проволочки вследствие возрастания межатомных расстояний сопротивление увеличивается очень быстро. По-видимому, после подвода того же количества энергии в более короткое время средняя плотность материала проволочки будет выше, чем в случае квазистатического расширения, и сопротивление, таким образом, окажется ниже. Это приведет к тому, что кривая зависимости сопротивления от подведенной энергии окажется расположенной ниже.

С целью проверки этой гипотезы был выполнен следующий эксперимент. Сначала несколько проволочек были взорваны в воздухе при различных электрических параметрах контура, обеспечивающих несколько скоростей подвода энергии. При этом было обнаружено, что имеет место аномалия. Затем проволочки были взорваны таким же точно образом, однако на этот раз была изменена внешняя среда, окружающая проволочку. Это привело к изменению инерционных сил, препятствующих расширению. Если гипотеза верна, то возрастание инерционного «обжатия» должно вызвать тот же эффект, что и ускорение подвода энергии.

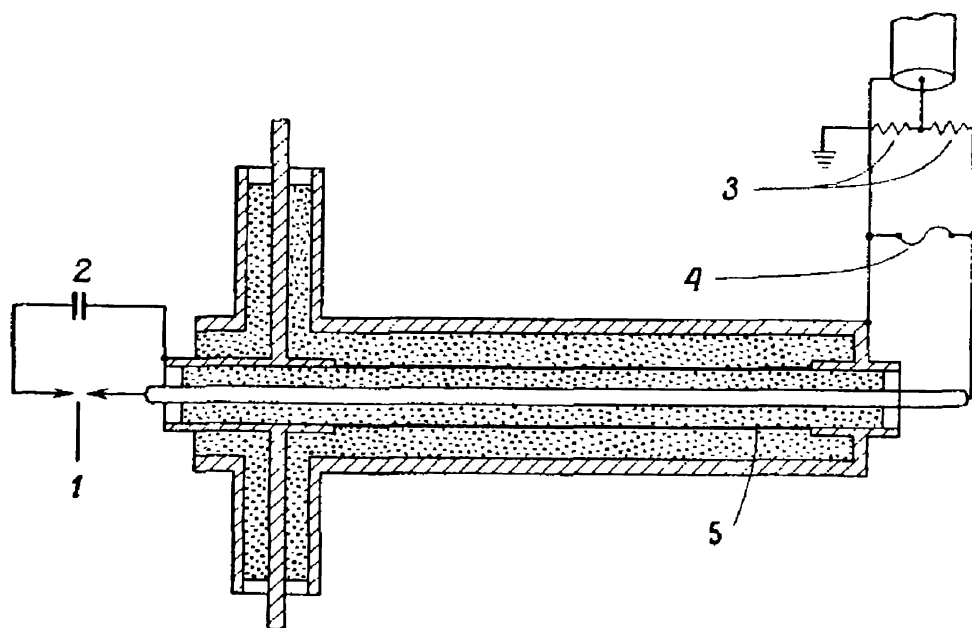
Примененная в этом эксперименте аппаратура может представить некоторый интерес. На фиг. 1 приведена блок-схема цепей, используемых для взрыва проволочки и измерения токов и напряжений. Для синхронизации осциллографов и разрядного контура применена многоканальная схема задержки. Один из осциллографов регистрирует временную зависимость тока взрывающейся проволочки. Временные метки подаются на второй луч этого осциллографа от генератора с частотой 100 Мгц. Другой осциллограф записывает ток в проволочке как функцию напряжения на ней. На этот сигнал



Ф и г. 1. Блок-схема аппаратуры для взрыва проволочки и регистрации тока и напряжения в процессе взрыва.

накладывалось напряжение с частотой 500 Мгц (см. фиг. 1). Ниже будут кратко рассмотрены преимущества такой методики.

На фиг. 2 представлена схема аппаратуры для взрыва проволочки и детали конструкции специального сопротивления — датчика тока. Емкость образована группой



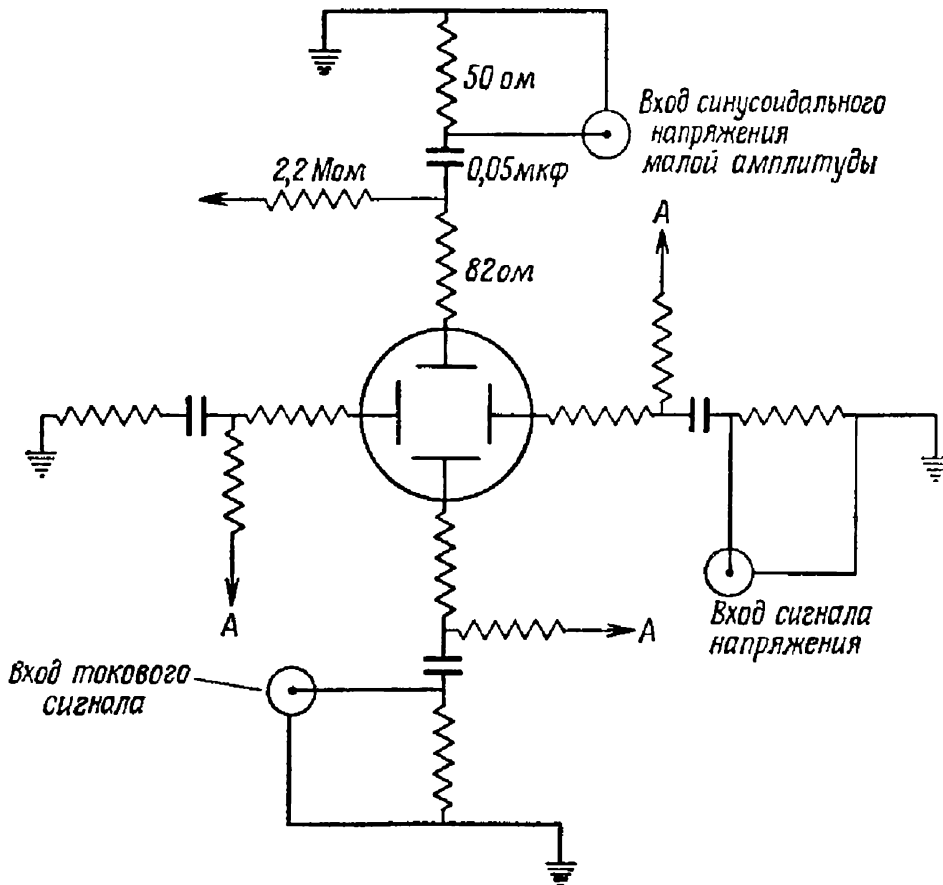
Фиг. 2. Схема разрядного контура и цепей регистрации тока и напряжения. В разрезе показан коаксиальный датчик тока.

1 — управляемый искровой разрядник; 2 — конденсатор; 3 — полуваттные углеродные сопротивления (датчики напряжения); 4 — взрывающаяся проволочка; 5 — сопротивление — датчик тока (нихромовая трубка).

малых конденсаторов, расположенных на параллельных платах для снижения до минимума индуктивности основного контура. Конденсаторы заряжались от источника регулируемого напряжения. Управляемый разрядник регулировался так, чтобы его статическое напряжение пробоя примерно на 100 в превышало напряжение заряда конденсаторов. Это обеспечивало минимальный разброс и примерно одну и ту же задержку момента запуска для различных напряжений заряда конденсаторов.

Омический датчик тока отличался от обычно используемого петлеобразного типа, описанного Парком [6]. В данной работе можно было помещать взрывающиеся

проволочки на заземленном конце цепи. Измерения показали хорошую надежность такой системы. Диаметр коаксиального элемента подбирался так, чтобы его импеданс был равен импедансу кабеля.



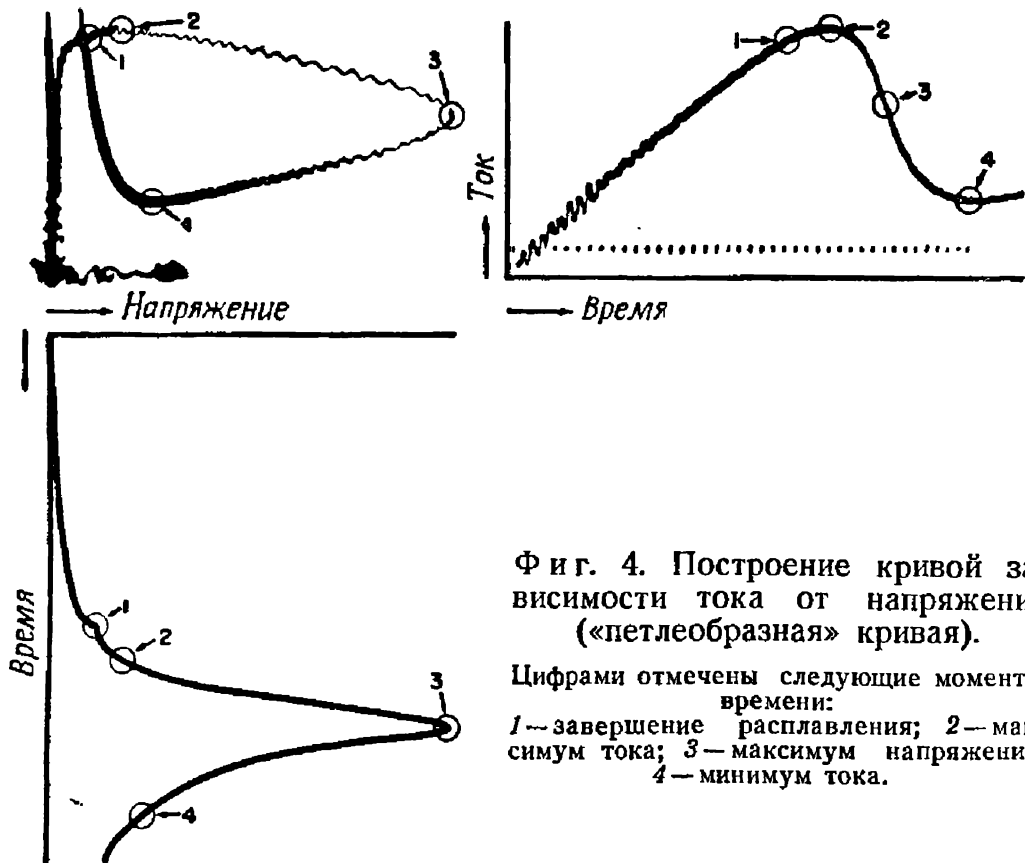
Фиг. 3. Входные цепи осциллографа, регистрирующего вольтамперную кривую.

A — регулировка положения луча.

Цепь измерения напряжения состояла из делителя, выполненного из двух полуваттных угольных сопротивлений. Величина сопротивлений подбиралась исходя из желательного отклонения луча на втором осциллографе. Делитель подсоединялся непосредственно к держателям проволоки.

На фиг. 3 изображена схема подключения осциллографа. Путем подбора постоянных времени входных цепей достигалась очень точная временная корреляция между сигналами тока и напряжения.

Рассмотрим теперь осциллограмму тока в функции напряжения. Фиг. 4 иллюстрирует способ, которым проводится соответствующее построение. Временная зависимость тока показана в правой части; в нижней части



Фиг. 4. Построение кривой зависимости тока от напряжения («петлеобразная» кривая).

Цифрами отмечены следующие моменты времени:
 1 — завершение расплавления; 2 — максимум тока; 3 — максимум напряжения; 4 — минимум тока.

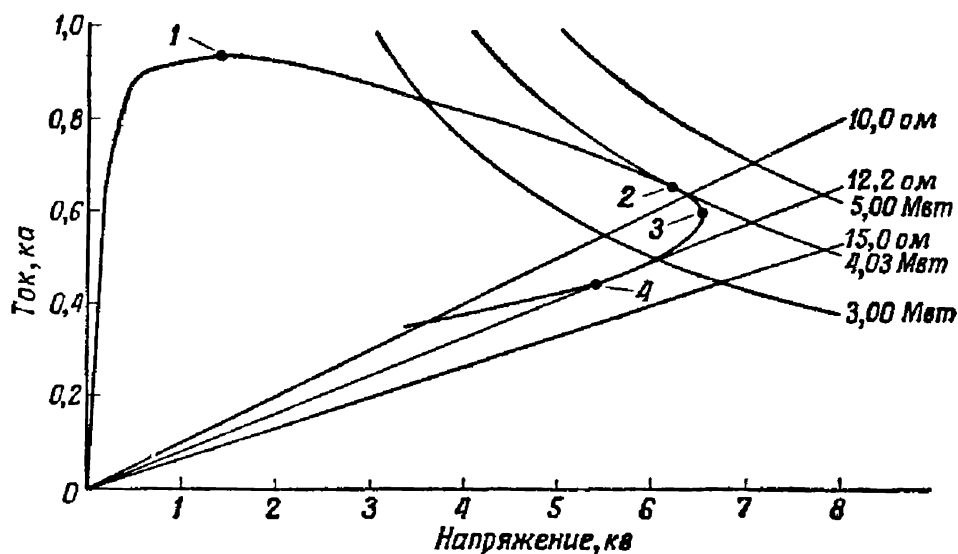
представлен временной ход напряжения. Для получения точных данных было необходимо однозначно зафиксировать и сопоставить временные масштабы для этих двух кривых. Любая ошибка во временной корреляции кривых тока и напряжения может привести к значительным ошибкам в оценке мощности, сопротивления и значений энергии, особенно в области максимума напряжения, где как ток, так и напряжение изменяются весьма быстро. Чтобы избежать этих ошибок, временной ход тока записывался на одном осциллографе, а вольтамперная зависимость — на другом. Вольтамперная кривая представляла собой один виток фигуры Лиссажу; это видно из расположения проекций точек совпадаю-

щих моментов времени, т. е. точек 1, 2, 3, 4 на кривых ток — время и напряжение — время, на петлеобразную кривую. При таком методе записи затруднение с идентификацией во времени точек кривых ток — время и напряжение — время устраняется, поскольку точка на кривой ток — напряжение соответствует одному и тому же моменту времени для тока и напряжения. Как следует из рассмотрения характеристики ток — напряжение, изображенной на фиг. 4, в течение некоторого начального периода отсчитывать время по этой кривой нельзя. Поэтому время, необходимое для вычисления энергии, отсчитывалось по кривой время — ток при значениях тока, взятых с петлеобразной кривой. Таким образом, не было необходимости в градуировке осциллографа ток — время или знании масштаба увеличения фотоаппарата, поскольку нормировка между ординатами токов могла быть выполнена по максимальному току, так как максимумы совпадают во времени (точка 3). Временные метки (500 Мгц) обеспечивают достаточно высокую точность в определении малых временных приращений для интегрирования энергии в диапазоне больших скоростей изменения напряжения.

Кривая время — напряжение показана на фиг. 4 только для иллюстрации. Две другие осциллограммы получены экспериментально. На горизонтальной оси петли можно заметить пятно, которое возникает при подаче на делитель напряжения калибровочного импульса известного напряжения. Вертикальная ось получается при отключении входа напряжения и подаче импульса тока на токовый датчик. Каждая из отмеченных на фиг. 4 точек имеет свой физический смысл. Точка 1 фиксирует окончание расплавления. Точки 2 и 3 отмечают максимумы соответственно тока и напряжения, а точка 4 соответствует минимуму тока.

Фиг. 5 иллюстрирует другие преимущества метода петлеобразной характеристики. Различные периоды процесса легко могут быть идентифицированы. Точка 1 отмечает максимум тока, точка 2 — максимальную мощность, точка 3 соответствует наибольшему напряжению и, наконец, точка 4 — максимальному сопротивлению. Различные величины мощности представлены

семейством гипербол, а сопротивления — прямыми линиями, проходящими через начало координат. При таких построениях максимальные значения мощности и сопротивления получаются непосредственно из петлеобразной



Фиг. 5. Иллюстрация удобства работы с петлеобразной кривой.

Прямые — линии постоянного сопротивления; гиперболы — линии постоянной мощности. Эти кривые обеспечивают возможность непосредственного установления последовательности событий в развитии процесса, как это отмечено занумерованными точками (см. текст).

кривой. Ранее это было возможно лишь после последовательной обработки точек временных кривых. Последовательность, в которой реализуются указанные явления, так же очевидна. С учетом нескольких поправок точность измерения тока, напряжения и времени была оценена в $\pm 2,5$, $\pm 2,7$ и $\pm 2\%$ соответственно. Однако эти параметры воспроизводятся от проволочки к проволочке, по-видимому, даже с лучшей точностью.

В этих экспериментах применялись золотые проволочки диаметром 0,038 мм и длиной 2,3 мм.

В таблице приведены электрические параметры разрядного контура; указана внешняя среда, в которой производился взрыв, время достижения максимума напряжения и примерные плотности тока.

Вариация электрических параметров позволяла изменять время достижения максимума напряжения примерно в 20 раз и максимальную плотность тока — в

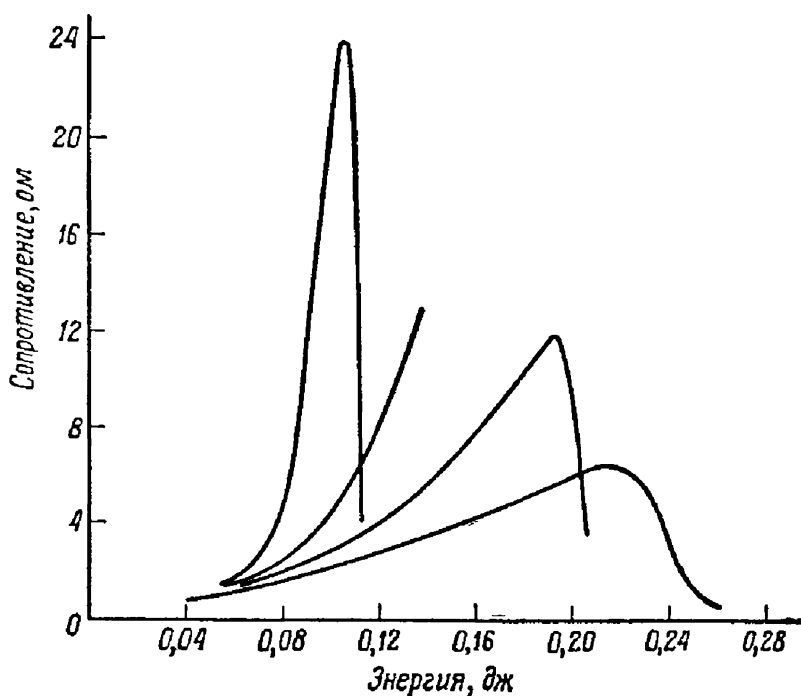
5 раз. Каждая группа значений параметров была последовательно рассмотрена со всеми указанными внешними средами.

Параметры контура и внешние среды

Начальное напряжение на конденсаторах, <i>в</i>	3000	1800	1100	500
Сопротивление контура (исключая сопротивление взрывающейся проволоочки), <i>ом</i>	0,41	0,51	1,3	1,3
Емкость конденсаторной батареи, <i>мкф</i>	1,54	1,54	1,54	1,54
Индуктивность контура, <i>мкгн</i>	0,21	0,60	3,2	3,2
Примерное время достижения максимума напряжения, <i>мксек</i>	0,15	0,26	1,35	2,87
Приблизительная максимальная плотность тока, <i>а/см²</i>	$13,4 \cdot 10^7$	$8,2 \cdot 10^7$	$3,9 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^7$
Внешняя среда	Плотность, <i>г/см³</i>			
воздух	$1 \cdot 10^{-3}$			
вода	1,0			
раствор	2,0			

На фиг. 6 показано аномальное поведение сопротивления. Эти кривые получены при взрывах проволочек в воздухе при различных электрических параметрах, приведенных в таблице. Сопротивление показано в функции подведенной энергии. Быстрее всего сопротивление нарастает при самом медленном подводе энергии к проволочке. Кривая для этого случая очень напоминает теоретическую кривую, недавно полученную Тукером [7] в предположении, что испарение проволочки происходит при наличии давления окружающей среды, а газ является непроводящим. С другой стороны, в предположении, что инерционные силы столь велики, что золото

не испаряется, а остается в виде проводящей жидкости, кривая для наиболее быстрого подвода энергии может быть примерно предсказана. Для этого случая сопротивления получались линейной экстраполяцией при использовании справочных значений термического коэффициента сопротивления. Два последних предположения оправдываются реальным ходом кривой лишь до образования дугового разряда.

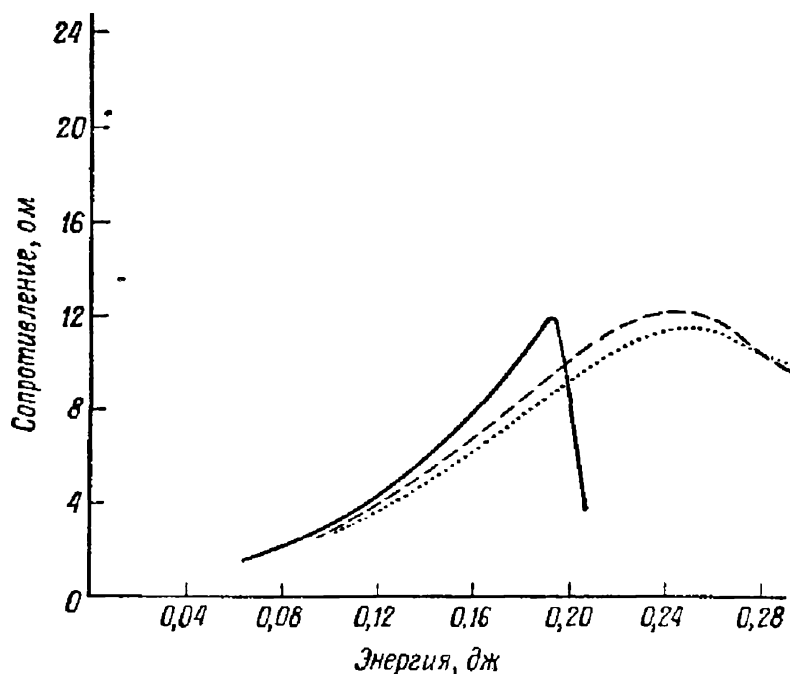


Фиг. 6. Аномальное поведение сопротивления.

В четырех представленных случаях взрыва проволочек скорость подведения энергии нарастала, в результате чего уменьшался наклон кривой.

На фиг. 7 приведены результаты экспериментов с различными внешними средами, окружающими взрывающуюся проволочку, причем другие параметры поддерживались неизменными. Проволочку помещали в воздух, воду и раствор четыреххлористого углерода и иодистого метилена (см. таблицу). Эти вещества имели плотности примерно $1 \cdot 10^{-3}$, 1 и 2 г/см^3 соответственно. Такие плотности, к сожалению, не обеспечивают большого диапазона изменения плотности окружающей среды. Это и понятно, поскольку начальная плотность золотой прово-

лочка составляет около 19 г/см^3 . Поэтому, по-видимому, изменения, вызываемые различием параметров окружающей среды, будут малы по сравнению с изменениями, обусловленными вариацией скорости подведения энергии к проволочке. Как видно из фиг. 6 и 7, эти соображения действительно подтверждаются. Однако хотя различия в кривых фиг. 7 и невелики, характер



Фиг. 7. Кривые зависимости сопротивления от энергии, иллюстрирующие влияние инерционности внешней среды.

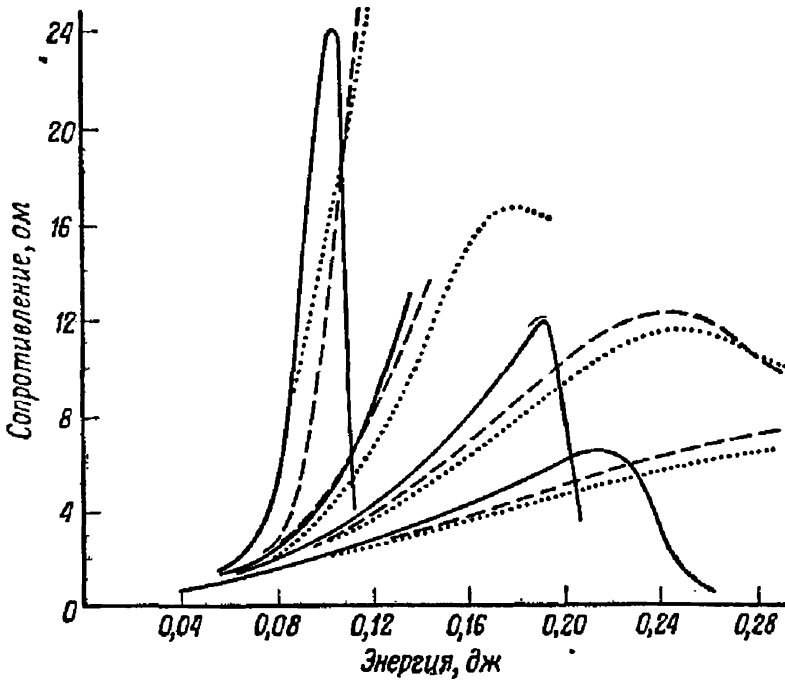
— воздух ($1 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$); — — — вода (1 г/см^3); ···· раствор четыреххлористого углерода и иодистого метилена (2 г/см^3).

различий соответствует гипотезе о том, что anomальное поведение сопротивления может быть результатом вариации инерционного сжатия проволочек.

На фиг. 8 приведены кривые зависимости сопротивления от энергии, полученные для трех инерционных окружающих сред и при четырех вариантах электрических параметров.

Из рассмотрения графиков фиг. 8 следует, что поведение, обратное предсказываемому, обнаруживается в экспериментах, проведенных при 500 в. В этом случае кривая взрыва проволочки в воде значительно смещена вправо по отношению к другим внешним средам.

По-видимому, это обусловлено недостаточно точным измерением напряжения в низковольтном диапазоне. Если нормировать кривые в области энергий, соответствующих началу испарения, то упомянутое несоответствие оказывается исправленным. Ясно, что энергия, необходимая для достижения этой точки, примерно одна и та же для всех внешних сред.



Ф и г. 8. Кривые зависимости сопротивления от энергии.

Влияние вариации скорости энергоподвода можно проследить по четырем группам кривых, наклоны которых изменяются обратно пропорционально скорости подведения энергии. В каждой группе обнаруживается влияние изменения окружающей среды.

— воздух ($1 \cdot 10^{-3}$ г/см³); — — — вода (1 г/см³); ··· раствор четыреххлористого углерода и иодистого метилена (2 г/см³).

Таким образом, показано, что давно известное аномальное поведение сопротивления может быть качественно объяснено на основе гидродинамической модели, предполагающей, что взрывающаяся проволочка в значительной мере упрочняется за счет инерционности ее собственного материала, так что при возрастании плотности тока в проволочке расширение ее в значительной степени задерживается. В результате электрическое сопротивление взрывающейся проволочки остается близким к величине сопротивления жидкого состояния

долгое время после подвода энергии, достаточной для испарения проволоочки под давлением окружающей среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев С. В., *ЖЭТФ*, 5, 243 (1957).
2. Бондаренко В. В., Кварцхава И. Ф., Плютто А. А., Чернов А. А., *ЖЭТФ*, 1, 221 (1955).
3. Chase W. G., Moore H. K. (eds.), *Exploding Wires*, vol. 1, N. Y., 1959, p. 73; см. русский перевод в сб. «Взрывающиеся проволоочки», т. 1, ИЛ, 1963.
4. Kittel Ch., *Introduction to Solid State Physics*, 2nd ed., John Wiley & Sons, N. Y., p. 241, 1956.
5. Nash C. P., McMillan W. G., *Phys. Fluids*, 4, 911 (1961).
6. Park J. H., *J. Res. Natl. Bur. Standards*, 39, 191 (1947).
7. Tucker T. J., *J. Appl. Phys.*, 32, 1894 (1961).

МАКСИМАЛЬНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ВЗРЫВА ПРОВОЛОЧЕК В ВАКУУМЕ

К. Роуз

Получены результаты предварительных численных расчетов по определению максимальной температуры взрыва проволочек. Применяемый метод вычислений учитывает гидродинамическое движение, излучение, ионизацию и зависимость от времени поступления энергии. Для проволочек, взрываемых в вакууме, установлена максимальная температура черного тела, определяемая радиацией, ионизацией и гидродинамическими процессами.

Интересным применением взрывающихся проволочек является использование их в качестве лабораторного источника высоких температур. Чтобы получить представление о максимально возможной температуре черного тела, достигаемой при взрыве проволочки, были проведены предварительные вычисления с целью установления наименьшей верхней границы температуры. При этом рассматривались гипотетический источник энергии и простая расчетная модель взрыва проволочки в вакууме.

Предполагалось, что источник энергии может в течение $(1-2) \cdot 10^{-7}$ сек передавать проволочке энергию 10^5 дж. Модель для вычислений такая же, что и в работе [1], за исключением предположения о том, что энергия поступает в проволочку по закону $\sin^2 \pi t/\tau$, где τ — полное время поступления энергии. Кроме того, предполагалось, что для материала проволочки справедливо уравнение состояния, предложенное в работах [2, 3]. Далее в уравнение баланса энергии был введен также член, учитывающий диффузию излучения

$$-\lambda_R c \text{grad} \left(\frac{1}{3} a T^4 \right),$$

где λ_R — средняя росселандовская длина свободного пробега; c — скорость света; T — температура; a — постоянная Стефана — Больцмана.

Для определенности вычислений была выбрана проволока из лития. Атом лития имеет три электрона, т. е. при полной ионизации получается минимальное число частиц на один атом. Теоретическое значение росселандовской длины свободного пробега для газообразного лития взято из работы Бернштейна и Дайсона (General Atomic Report, GA-848, July 13, 1959). Приблизительно их результат имеет вид

$$\lambda_R = 370V^{1/4}T^{9/2}[1 + 10^4(0,005/T)^7].$$

Были проведены вычисления для четырех различных случаев с использованием приведенного выражения для λ_R и уравнения состояния лития в случае ионизационного равновесия. Результаты для проволок длиной 1 см приведены в таблице.

Радиус проволоки, 10^{-3} см	Полная энергия, дж	Время поступления энергии, 10^{-8} сек		Приблизительные значения максимальной температуры, эв	Время достижения максимума температуры, 10^{-8} сек	Радиус проволоки к моменту достижения максимума температуры, см
6,35			(а)	~10	~1	0,14
6,35	10^5	20	(б)	22	6	1,72
6,35			(а)	15	0,6	0,08
6,35	10^5	10	(б)	35	2,1	0,51
1,27			(а)	~25	0,044	0,0065
1,27	10^5	10	(б)	34	0,1	0,022
8,89			(а)	~12	0,9	0,087
8,89	10^5	10	(б)	36	1,3	0,15

(а) — вычисления проведены с использованием формулы излучения черного тела; (б) — данные взяты из литературы.

Обсуждение результатов

Максимальная температура черного тела определялась как температура, при которой λ_R во внешней зоне сравнима с толщиной этой зоны. Кроме того, макси-

мальная температура T вычислялась в последующие моменты времени, когда плотность поверхностного излучения можно определить по закону черного излучения σT^4 , где $\sigma = c/4a$.

Особый интерес представляет скорость, с которой достигается максимум температуры, а также факт увеличения радиуса на порядок величины. Это указывает на довольно быстрое превращение первоначальной электрической энергии в излучение и кинетическую энергию движения.

Наиболее сомнительно в вычислениях предположение о тепловом равновесии в течение всего времени поступления энергии в проволочку. В настоящее время, однако, нельзя констатировать расхождения в результатах из-за этого предположения. Сомнительно также применение распределений неустановившегося теплового равновесия [4]. Тем не менее, если отклонения будут приводить к большим температурам, действия обратных эффектов излучения с поверхности и гидродинамического движения вновь снизят температуру. Хотя в уравнении состояния не учитывались возбужденные уровни энергии и, кроме того, автор допустил некоторый произвол в установлении максимума температуры черного тела, все же, по-видимому, результаты дают приемлемый минимум верхнего предела температуры черного тела, который можно ожидать при взрывах проволочек.

Выводы

1. Высокие температуры при взрывах проволочек зависят от скорости поступления энергии.

2. Проволочки большего диаметра дают более высокие температуры в течение большей части времени поступления энергии, чем проволочки меньшего диаметра.

3. Настоящие результаты дают достоверный минимум верхнего предела температуры при взрыве проволочек в вакууме.

4. Скорость, с которой проволочки достигают высоких температур, вероятно, указывает на то, что источники малых энергий за короткое время могут дать такой же эффект, как источники, обеспечивающие бóль-

шую энергию за длительный интервал времени. Начальная скорость поступления энергии, вероятно, может быть увеличена при работе с проволочками, находящимися первоначально в сверхпроводящем состоянии. Если технические проблемы могут быть решены, такой подход может оказаться очень интересным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Роуз К. А., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 206.
2. Rouse C. A., *Astrophys. J.*, 134, 435 (1961).
3. Rouse C. A., UCRL 5684-T, December 1959.
4. Dewan E. M., *Phys. Fluids*, 4, 759 (1961).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ БЫСТРОГО ВЗРЫВА ПРОВОЛОЧЕК

Ф. Узбб, Г. Хилтон, П. Левин, Э. Толлестрап

Введение

В данной работе приводятся результаты экспериментов с проволочками, взрывааемыми за время, короче чем 10^{-7} сек. В основном эти эксперименты направлены на изучение проволочек до взрыва и в процессе его развития, пока проволочка представляет собой единое целое. В изученном режиме, как правило, обнаруживалось некоторое время задержки; при более высоких удельных мощностях первоначальная проводимость и вторичный пробой совпадают во времени.

В использованном диапазоне экспериментальных условий для интерпретации результатов применяются две модели: сверхзвуковая и абляционная. Кажущееся удельное сопротивление при высоком энергосодержании ниже справочных значений. Предлагается схема классификации взрывающихся проволочек.

Поскольку взрыв происходит за несколько наносекунд, проволочки имеют малые размеры (диаметр $\sim 0,025$ мм, длина ~ 1 см) и используются малоиндуктивные контуры с начальным напряжением 10—20 кВ, то для экспериментальных исследований необходимы электрическая и оптическая аппаратуры с наносекундным временным разрешением.

Эксперименты такого рода возможны в настоящее время в основном в связи с разработкой осциллографов бегущей волны и скоростных оптических затворов на основе ячейки Керра.

Аппаратура

Контур взрывающейся проволочки состоял из конденсатора емкостью 0,02 мкФ, заряжаемого, как правило, до напряжения 10—20 кВ, который разряжался на проволочку с помощью управляемого искрового воздушного разрядника с постоянной времени ~ 7 нсек. Ин-

дуктивность разрядного контура с проволочкой диаметром 0,025 мм и длиной 0,7 см составляла 0,036 мкГн. Эксперимент ставился таким образом, что для одной и той же проволочки можно было измерять одновременно напряжение на проволочке и ток в ней, а также получать одиночные скоростные фотоснимки проволочки. Наносекундное разрешение достигалось с помощью двух осциллографов бегущей волны (с плоской частотной характеристикой до 2000 МГц), ячейки Керра с разрешением 7 нсек и соответствующей импульсной схемы [1].

С этой аппаратурой были получены основные результаты. Впоследствии был добавлен еще один осциллограф бегущей волны, который применялся для записи светового выхода в данном частотном диапазоне (при этом использовались фильтры и фотоумножители). Кроме того, в дальнейшем с помощью катушки связи регистрировалось dI/dt .

Результаты

Были изучены быстрые взрывы проволочек из серебра, золота, меди, алюминия, олова, кадмия, цинка, молибдена, титана, платины, никеля, железа, вольфрама, а также кристаллов кремния *p*-типа с большим содержанием примесей. Проволочки диаметром 0,012—0,075 мм и длиной 0,75—1,5 см взрывались при максимальной удельной мощности $5 \cdot 10^{12}$ — $2 \cdot 10^{14}$ вт/моль. С целью изучения влияния окружающей среды исследовался взрыв проволочек в воздухе, вакууме, масле, а также в более плотной среде — в воскообразной замазке.

Осциллограммы тока и напряжения

Форма импульса тока и напряжения отражает не только изменения в сопротивлении проволочки в процессе взрыва, но и взаимодействие этих изменений с элементами всего разрядного контура.

До прохождения тока через проволочки *LRC*-контур является колебательным либо апериодическим в зави-

симости от размеров и материала проволочек. При взрыве сопротивление проволочки быстро возрастает, вызывая затухание колебаний в контуре за время, меньшее четверти периода колебаний. Напряжение на проволочке в течение этой фазы может остаться постоянным.

С началом вторичного пробоя сопротивление разрыва быстро падает до весьма низких значений.

Последующий импульс может иметь довольно сложную форму, однако внимательное изучение результирующих осциллограмм тока и напряжения позволяет проследить специфические различия в характере взрыва различных элементов. Используемые материалы можно классифицировать следующим образом:

Класс I: низкая точка кипения, малая теплота парообразования (Cu, Ag, Al, Au, Sn, Zn, Cd).

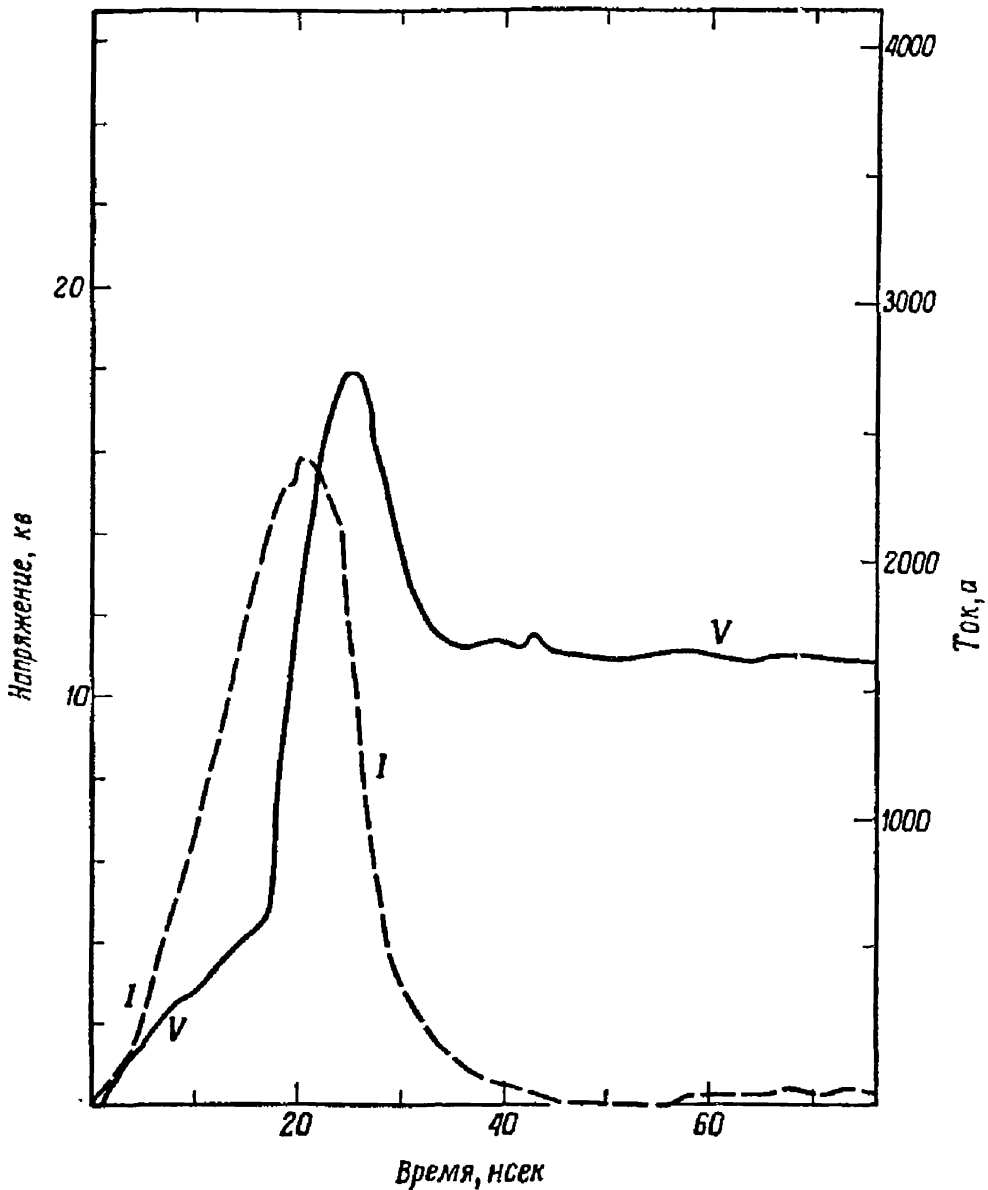
Класс II: высокая точка кипения, большая теплота парообразования (W, Mo, Pt, Ni, Fe и Ti — элементы переходной группы).

Кремний с большим содержанием примесей более близок к классу II.

Разницу между этими двумя классами можно проследить на фиг. 1 — 7, где представлены осциллограммы напряжения и тока для двух типичных представителей класса I (Ag и Cu) и класса II (Mo и Fe).

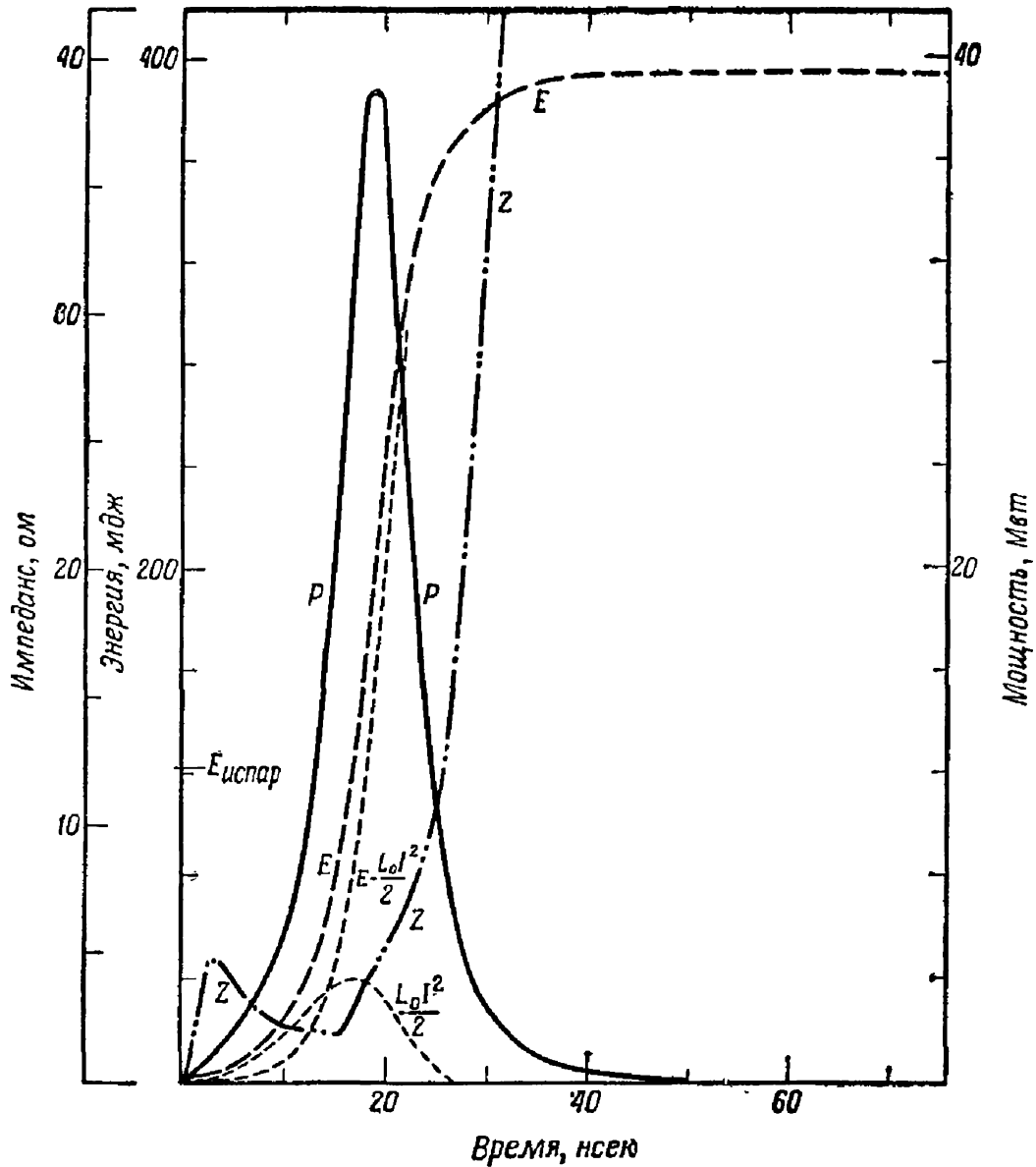
Для материалов класса I ток достигает максимума к концу испарения, если к проволочке подводится достаточная для испарения энергия. При низких удельных мощностях максимум тока достигается еще раньше. В этих случаях, как правило, проволочка не испаряется полностью в начальный период проводимости. Ток снижается и устанавливается период токовой паузы, за которой следует вторичный пробой.

На фиг. 1 представлены осциллограммы тока и напряжения для серебряной проволочки диаметром 0,025 мм и длиной 0,7 см, взрывающейся в воздухе при напряжении 13 кв. Начальное сопротивление проволочки в этом случае меньше, чем характеристический импеданс контура. Напряжение на проволочке до момента $t \approx 17$ нсек обусловлено в основном включением разряд-



Фиг. 1. Осциллограммы тока и напряжения для серебряной
в воздухе при на
Нормальные температура и давление; $L=0,0362$

ника и индуктивным падением напряжения на проволочке. Максимальное индуктивное напряжение $V \approx \approx (L_w/L_c) V_c$, где L_w и L_c — соответственно индуктивности проволочки и контура и V_c — напряжение конденсатора. Далее начинает преобладать активное сопротивление проволочки, контур становится аperiodическим и основное падение напряжения обусловлено сопротивлением проволочки — полное напряжение конден-



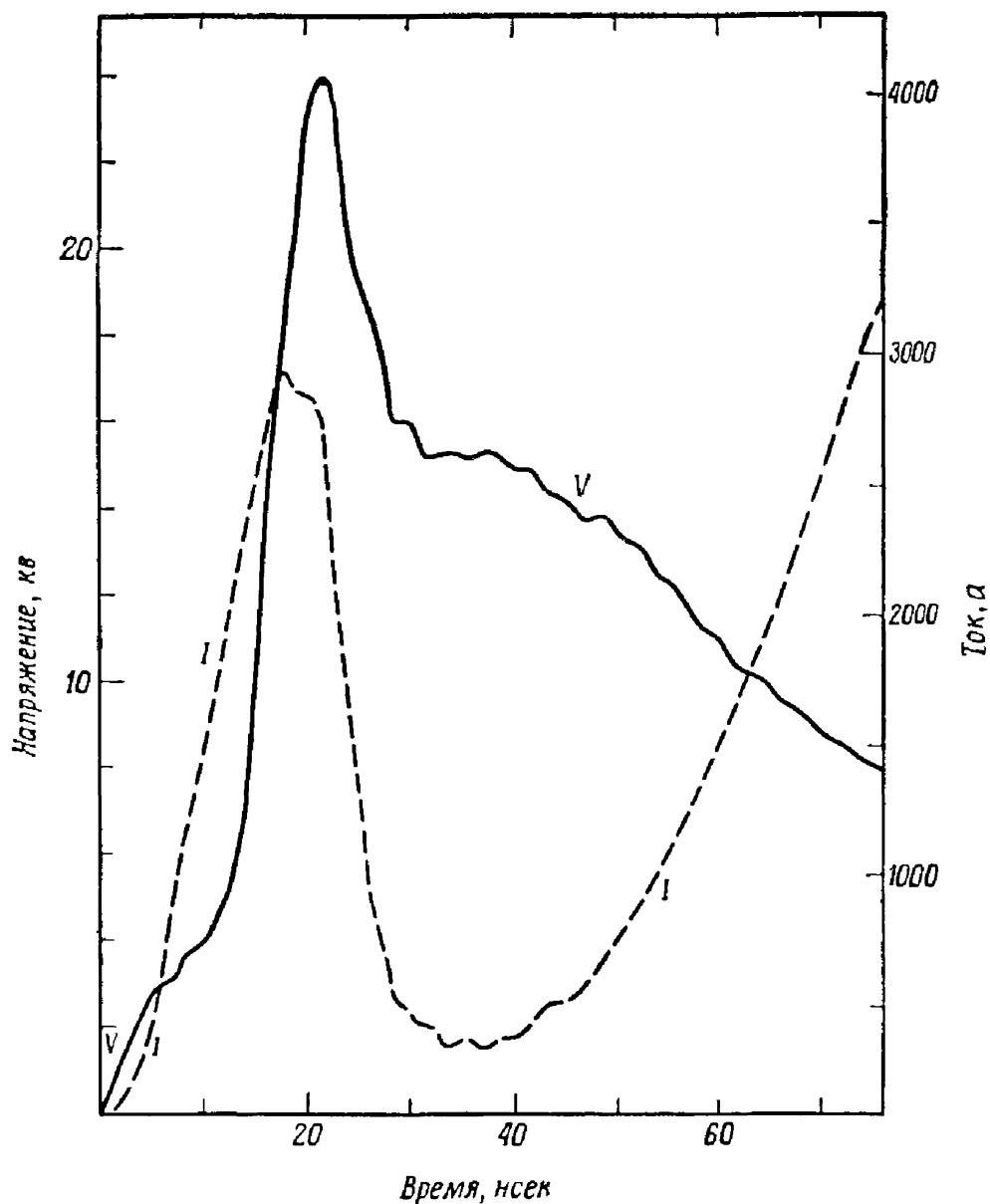
проволочки диаметром 0,025 мм и длиной 0,7 см, взрываваемой
пряжении 13 кв.

мкгн; емкость 0,0163 мкф; $L_0 = 0,010$ мкгн.

сатора теперь равно активному падению напряжения на
проволочке.

В течение этой фазы в некоторых материалах клас-
са I (Zn, Cd) проявляются изменения напряжения, ко-
торые, по-видимому, связаны с началом и окончанием
расплавления.

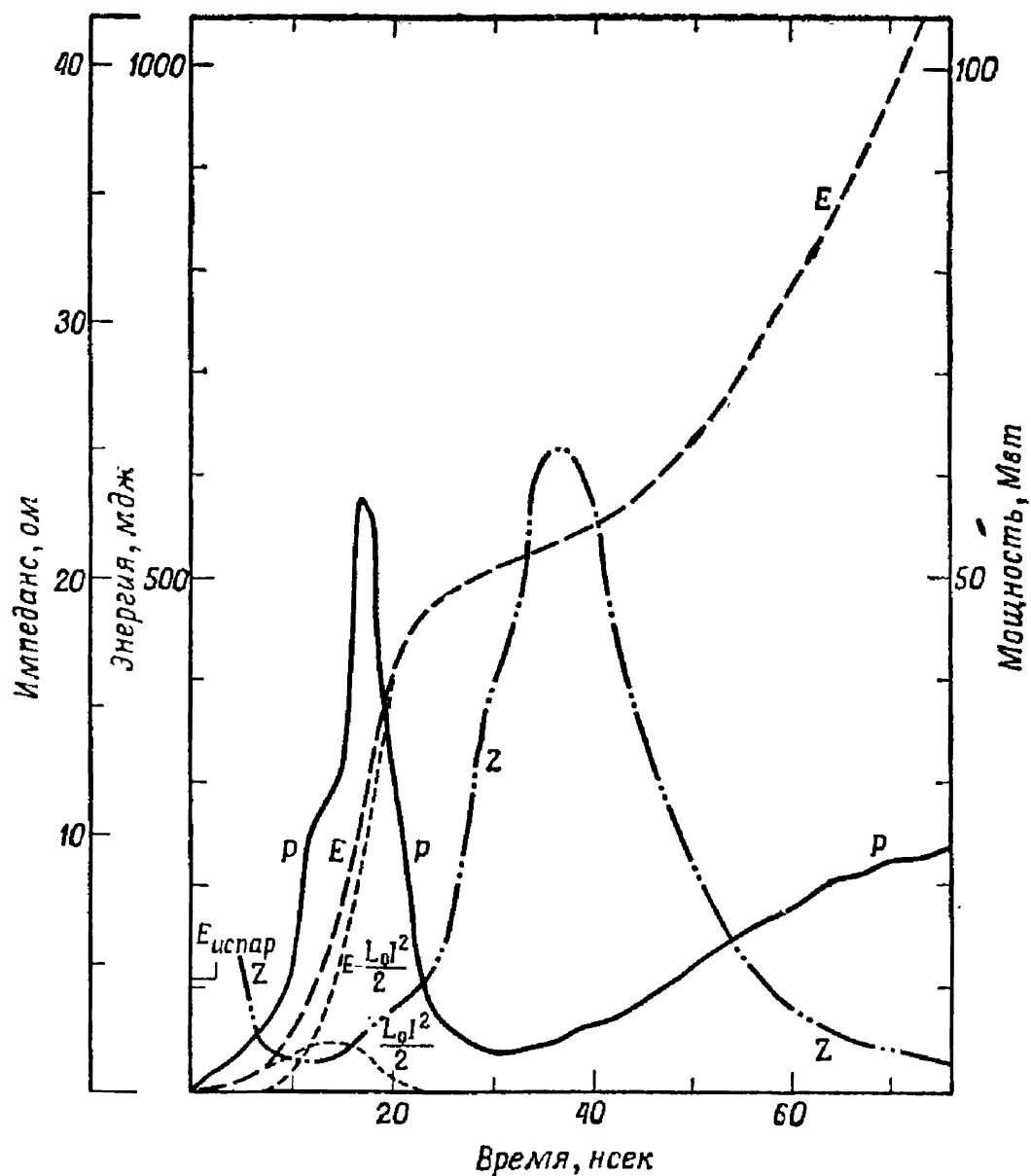
Ток достигает максимального значения в конце ис-
парения (со сдвигом 2—3 нсек) и затем убывает; быст-



Фиг. 2. Осциллограммы тока и напряжения для серебряной проволоки при напряжении 18 кВ. (Остальные

рый спад тока приводит к индуктивному перенапряжению на зажимах крепления проволоочки. В этом случае конденсатор не полностью разряжается к началу паузы тока, так что при высоком сопротивлении разрыва на нем остается определенное напряжение.

При более высоких начальных напряжениях вторичный пробой совпадает с периодом начальной проводимости. Это можно видеть на фиг. 2 и 3 для прово-



проволочки тех же размеров, что и на фиг. 1, взрываемой при параметры те же, что и на фиг. 1.)

лочки диаметром 0,025 мм, взрываемых при напряжении 18 кв.

Показано также поведение импеданса проволочки (фиг. 1 и 2), ее активного сопротивления (фиг. 3), мощности, энергии промежутка и энергии, подводимой к проволочке.

Вначале ($t < 17$ нсек на фиг. 1 и 2) импеданс проволочки определяется в основном индуктивным сопро-

тивлением и он гораздо больше омического сопротивления проволоочки. По истечении 17 *нсек* импеданс определяется главным образом активным сопротивлением проволоочки. На фиг. 3 видно, что сопротивление нарастает за время порядка 35 *нсек* и падает при вторичном пробое.

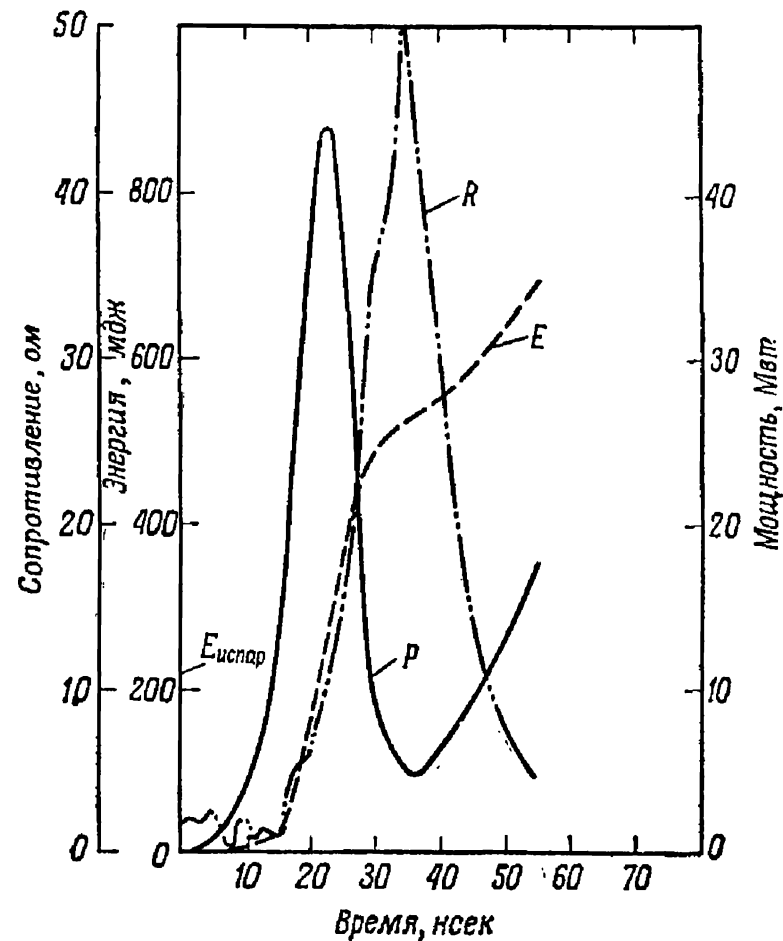
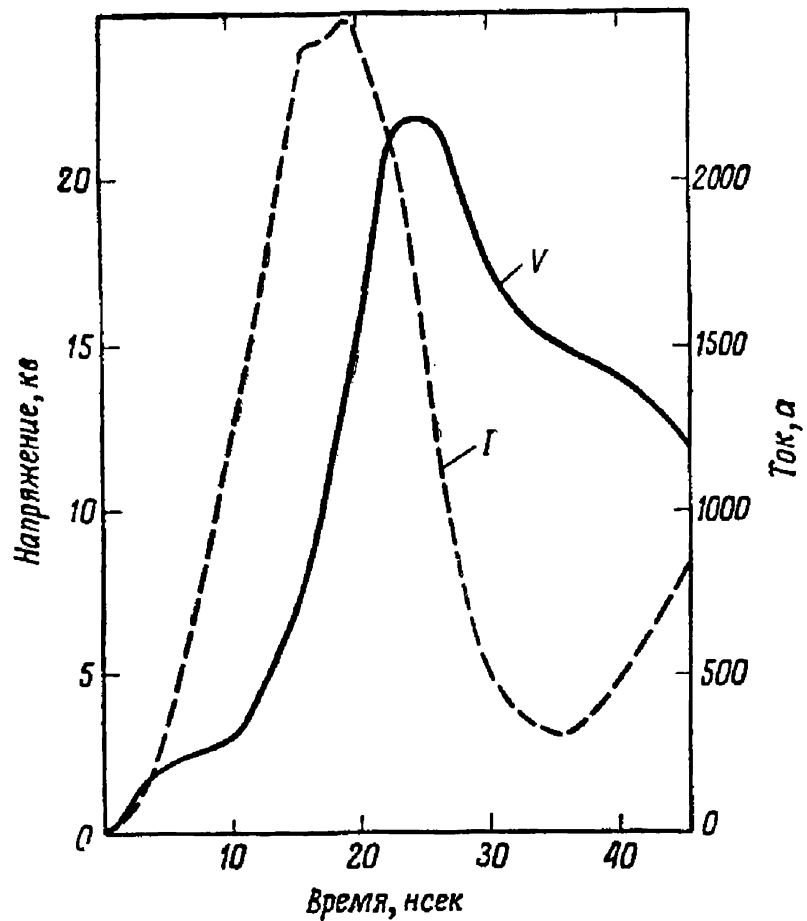
Фиг. 4 и 5 иллюстрируют типичные осциллограммы тока и напряжения, а также ход расчетных величин для материалов класса II при напряжении 13 *кв*.

В этих экспериментах начальное сопротивление проволоочки больше, чем характеристический импеданс, так что первоначально контур является аperiодическим. В таких случаях падение напряжения на проволоочке определяется главным образом ее омическим сопротивлением. В материалах класса II максимум тока примерно совпадает с началом расплавления. Затем ток быстро спадает, а потом падение тока замедляется (что связано с концом расплавления). После этого ток остается примерно постоянным или медленно убывает до конца испарения (если испарение является полным). Затем в таких условиях эксперимента происходит вторичный пробой.

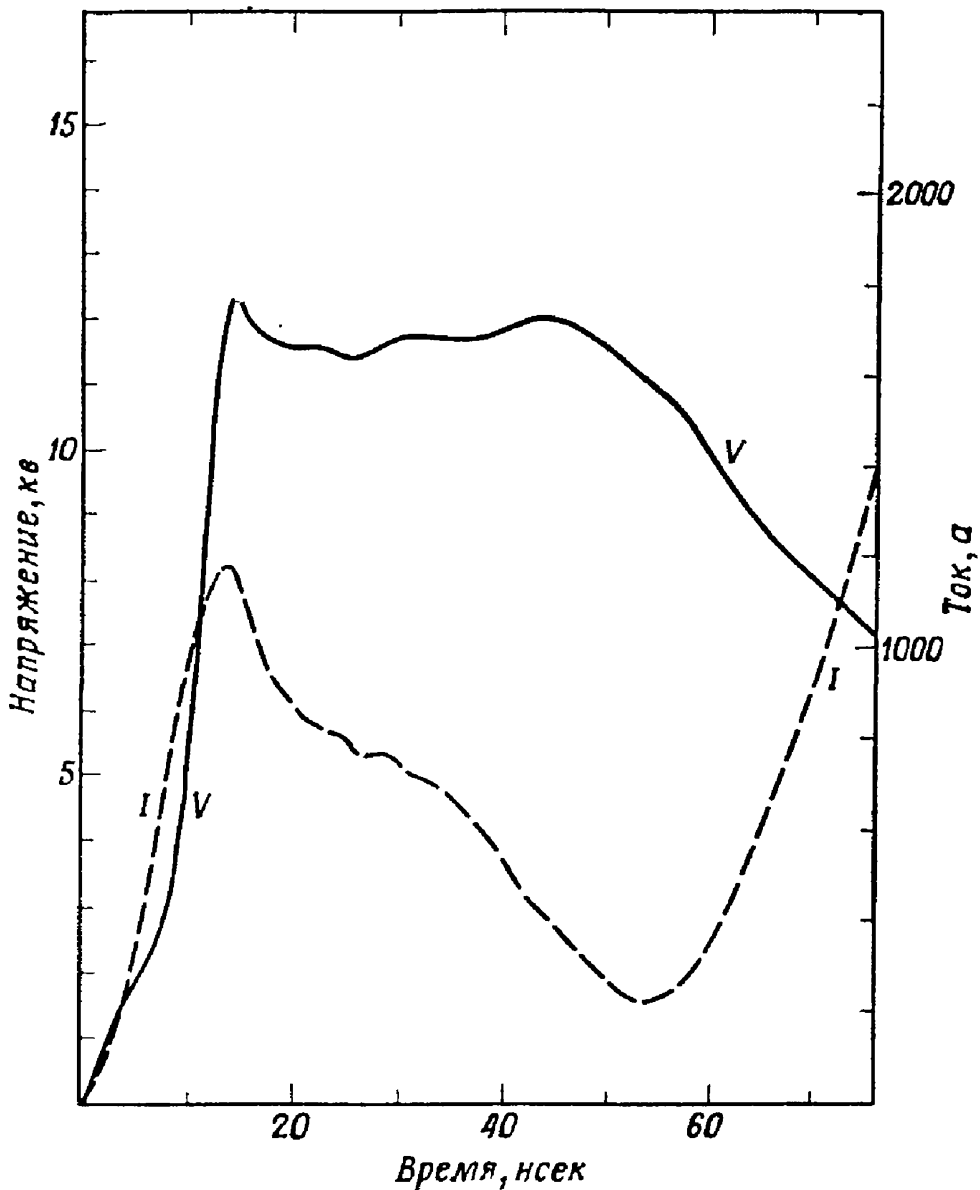
Для материалов класса II в этих условиях полная энергия испарения подводится еще при малом значении тока. Спад тока в случае материалов класса I гораздо более резкий, чем в классе II.

Сопротивление молибденовой проволоочки в течение фазы испарения нарастает, тогда как сопротивление железной проволоочки убывает в интервале 30—45 *нсек* и затем возрастает ко времени полного испарения.

На фиг. 6 и 7 представлены осциллограммы тока и напряжения и расчетные величины для медной и молибденовой проволоочек при напряжении 20 *кв*. Приводится также интенсивность излучения с длиной волны $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ в функции времени. Для меди энергия испарения почти совпадает с первоначальным максимумом тока. В случае молибдена энергия испарения достигается между максимумом и минимумом тока. Максимальная интенсивность света получается в обоих случаях в фазе вторичного пробоя.



Фиг. 3. Осциллограммы тока и напряжения для медной проволочки диаметром 0,025 мм и длиной 0,7 см, взрываеваемой в воздухе при напряжении 18 кв. (Остальные параметры те же, что и на фиг. 1.)

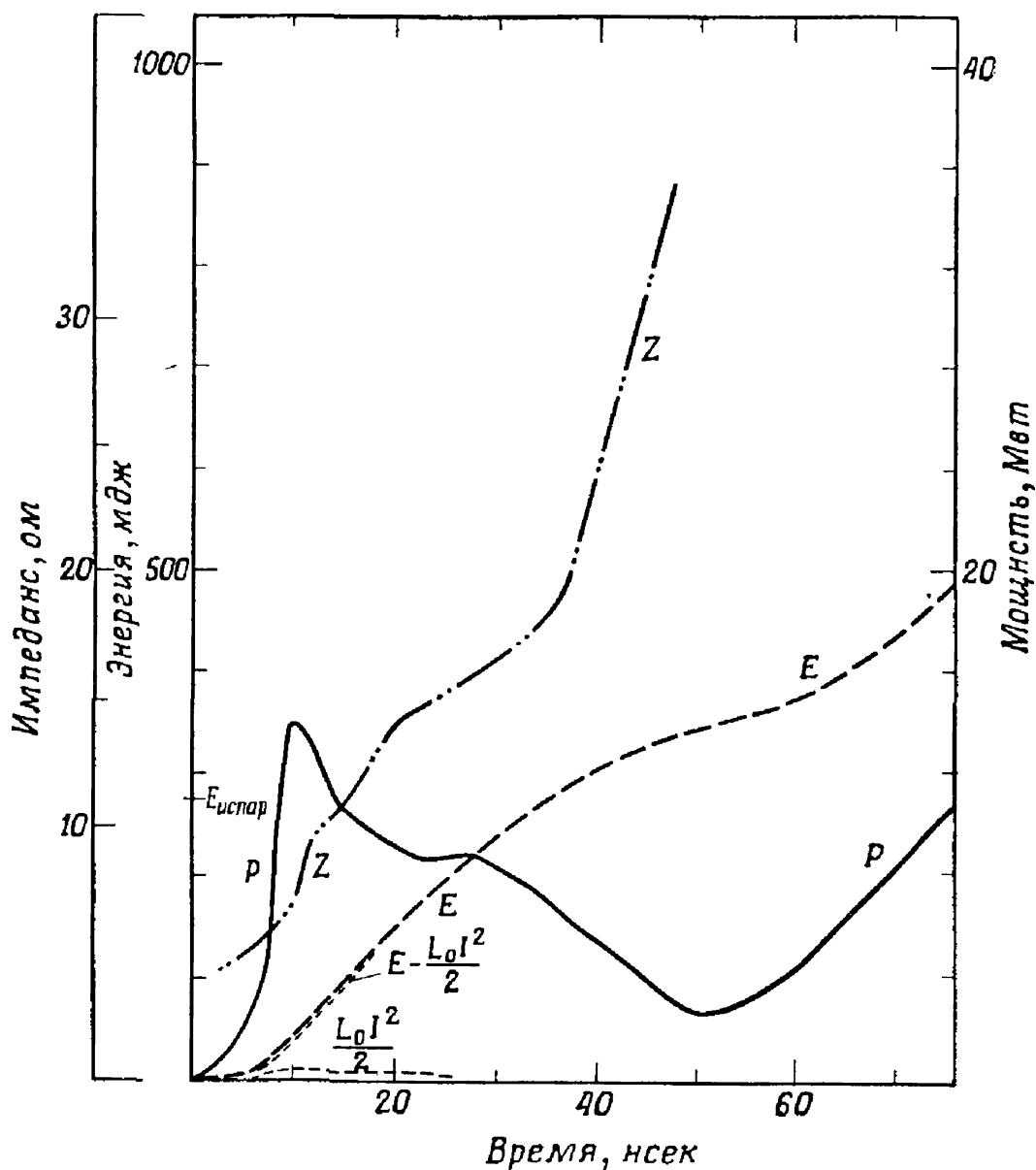


Фиг. 4. Типичные осциллограммы тока и напряжения и расчет
и длиной 0,7 см, взрываеваемой в
 $L=0,0362$ мкГн; емкость

Сопротивление проволочек. Подводимая энергия

Энергия, подводимая к материалу проволочки, была рассчитана из осциллограмм тока и напряжения путем вычитания энергии, запасаемой в индуктивности промежутка, из интеграла произведения тока и напряжения:

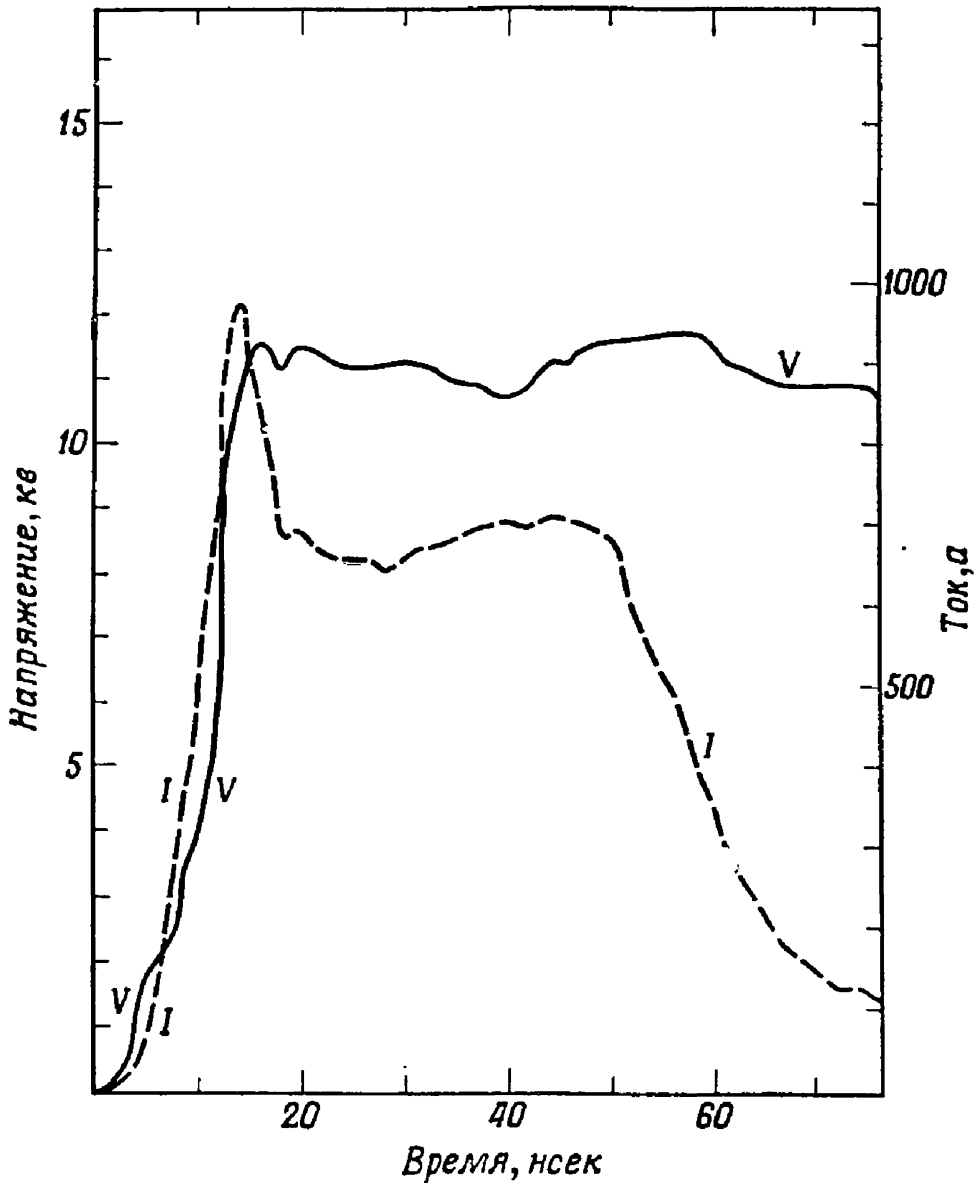
$$\int_0^t IV dt - \frac{1}{2}L_w I^2(t).$$



ные величины для молибденовой проволочки диаметром 0,025 мм в воздухе при напряжении 13 кв.
 0,0163 мкф; $L_0=0,010$ мкгн.

Сопротивление проволочки в процессе взрыва было получено из осциллограмм тока и напряжения после учета влияния индуктивности проволочки и изменения тока. Сопротивление рассчитывалось по следующей формуле:

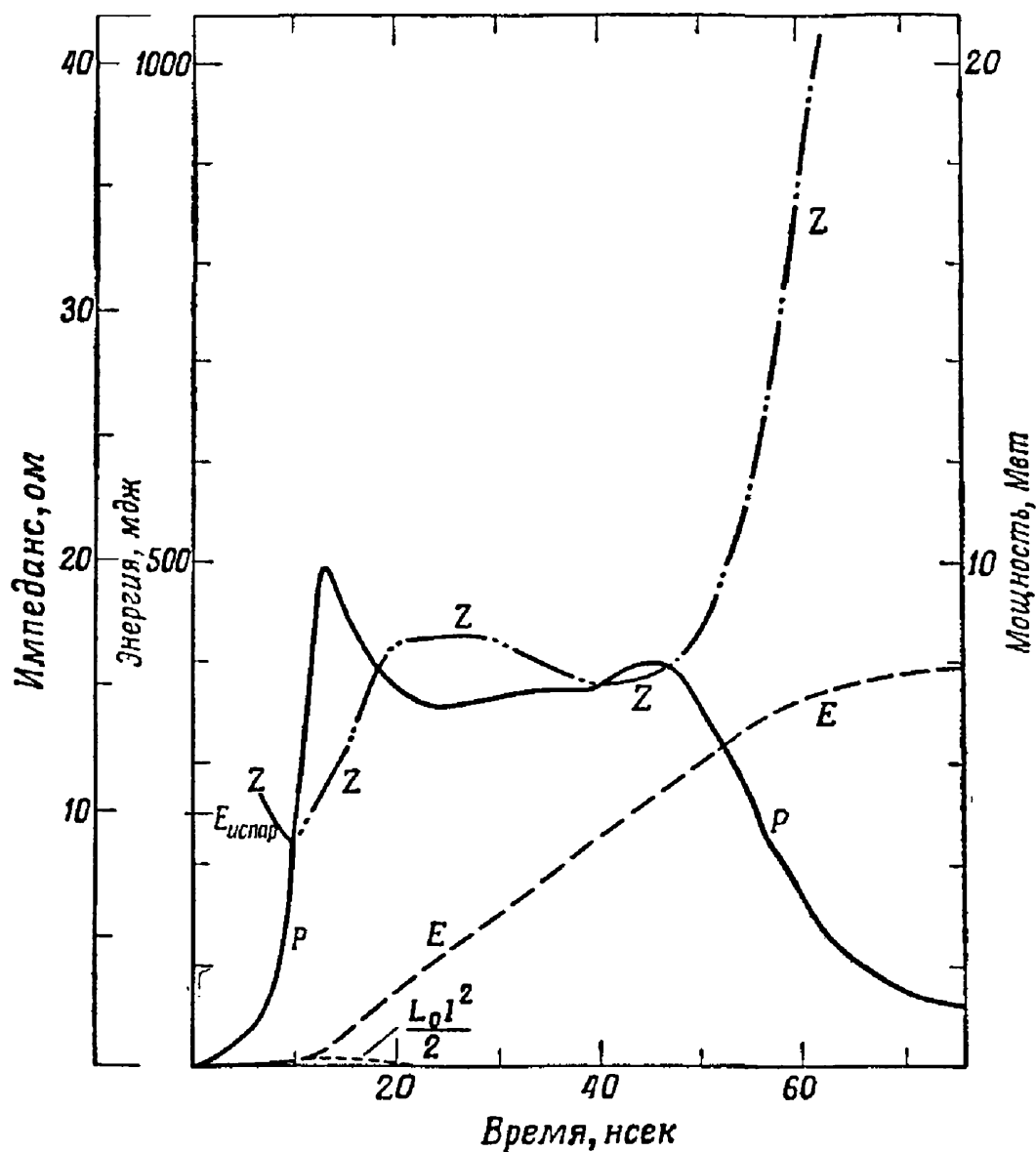
$$R_w = \frac{V_w - L_w dI/dt}{I},$$



Фиг. 5. Типичные осциллограммы тока и напряжения и расчетной 0,7 см, взрывающейся при напряжении 13 кв.

где R_w — сопротивление проволочки, V_w — напряжение на ней, L_w — начальная индуктивность проволочки, I — ток и dI/dt — скорость изменения тока.

Расчетную или кажущуюся плотность энергии ϵ можно найти путем деления подведенной энергии на первоначальную массу проволочки. Расчетное или кажущееся удельное сопротивление ρ получается из соотношения $\rho = aR_w/l$, где l — первоначальная длина проволочки и a — первоначальная площадь сечения.



ные величины для железной проволоки диаметром 0,025 мм и дли-
(Остальные параметры те же, что и на фиг. 1.)

Для оценки плотностей энергии, необходимых для инициации и завершения расплавления и испарения, были использованы значения энтальпии на единицу массы при давлении 1 атм [2]. Удельные и скрытые теплоты, проявляющиеся в реальных условиях взрыва проволок, несколько иные. Вследствие отсутствия данных об уравнении состояния весьма трудно предложить более разумный подход. Более того, скрытая теплота ис-

парения почти постоянна в широком диапазоне давлений, за исключением области в окрестности критической точки.

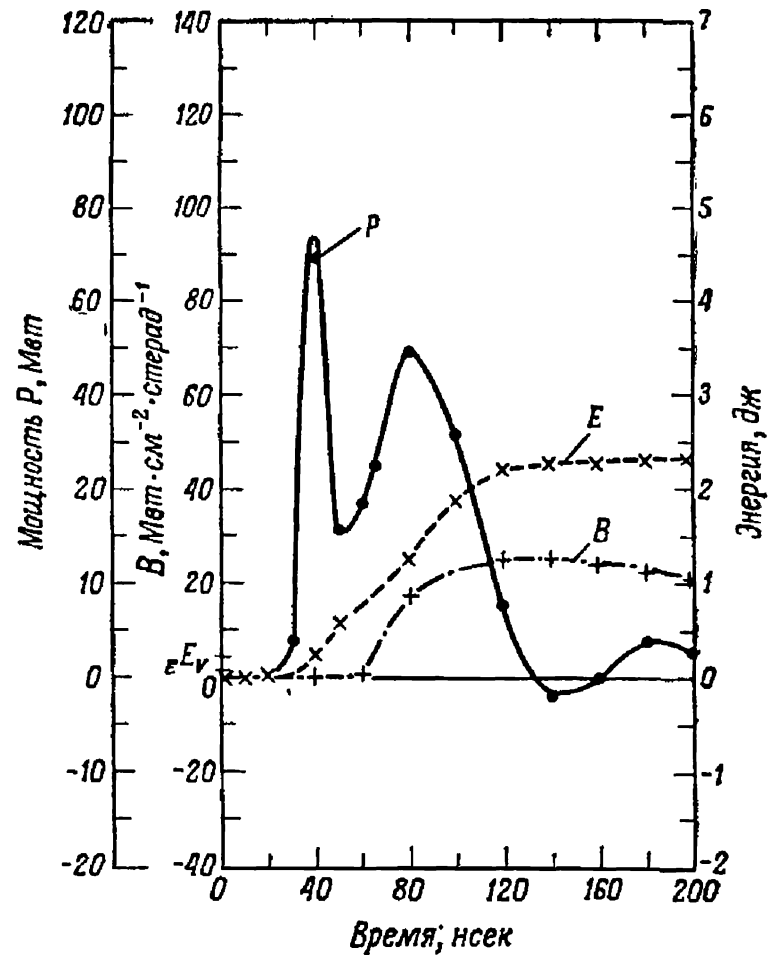
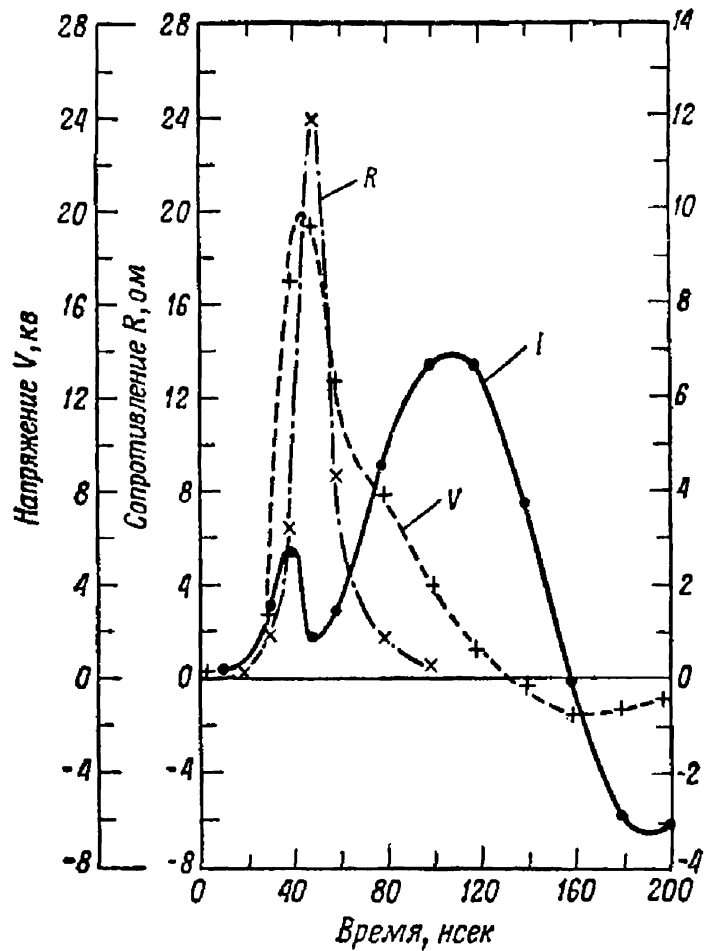
На фиг. 8—11 представлены зависимости расчетного удельного сопротивления от расчетной плотности энергии для различных длин и диаметров проволочек из Ag, Cu, Sn и Mo и различных напряжений заряда.

Можно видеть, что зависимости кажущегося удельного сопротивления от расчетной плотности энергии для различных элементов в данных условиях совпадают до установления фазы испарения, но ведут себя различным образом при более высоких величинах плотности энергии, хотя и здесь имеется также «общая зависимость», которая может быть прослежена до начала отклонений вследствие роста удельного сопротивления. Для более высоких удельных мощностей «общая зависимость» может быть установлена до возникновения отклонений вследствие вторичного пробоя. Для материалов класса I кажущееся удельное сопротивление с увеличением энергосодержания возрастает гораздо быстрее, чем для класса II. У некоторых материалов класса II (Ni, Fe, Ti) удельное сопротивление с ростом плотности энергии уменьшается. На фиг. 9 также приведены некоторые данные Кейлхакера [3] для медных проволочек при сравнимых удельных мощностях. Данные Кейлхакера очень хорошо согласуются с результатами проведенных измерений.

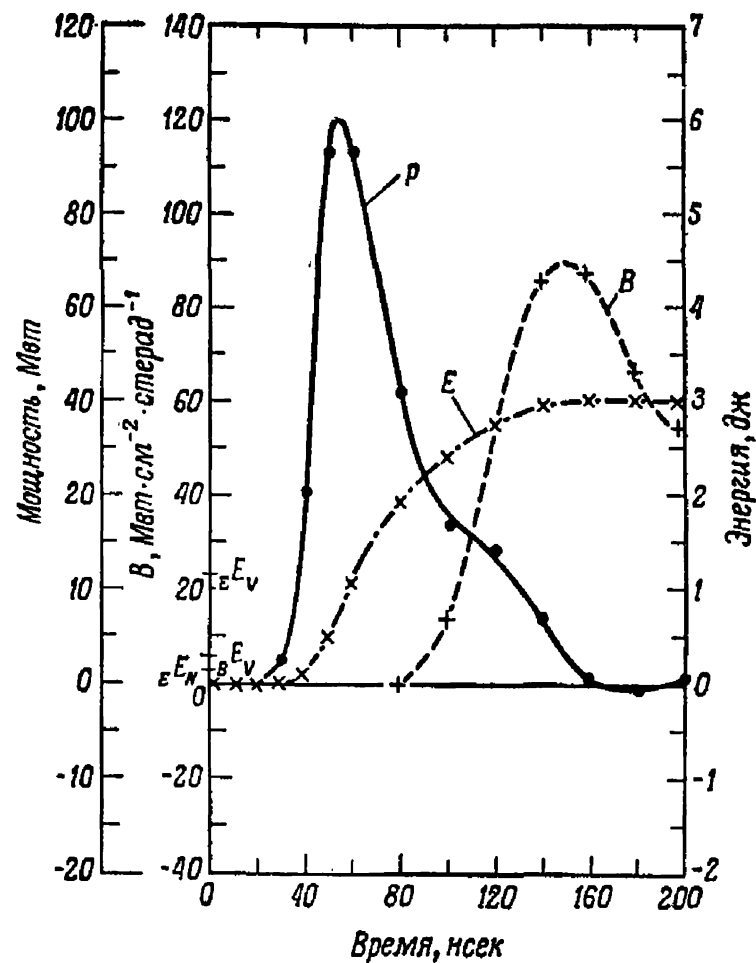
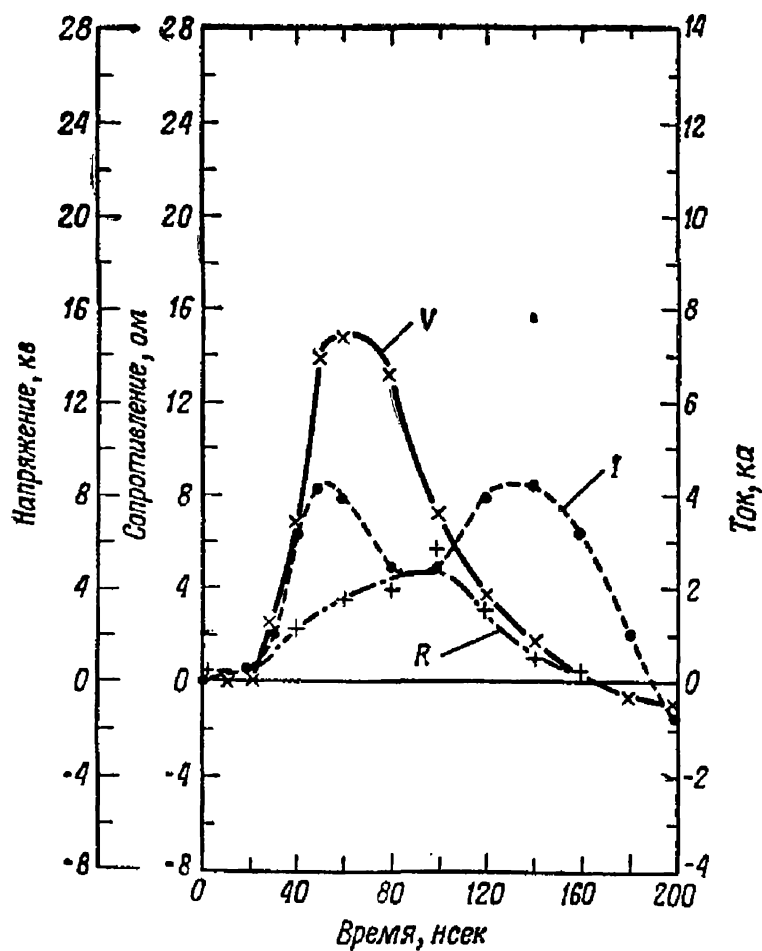
Это наблюдается, когда интегралы действия — временной интеграл квадрата плотности тока [4] и временной интеграл квадрата электрического поля — представляются как функции расчетного энергосодержания¹⁾.

Расчетное удельное сопротивление является функцией лишь плотности энергии.

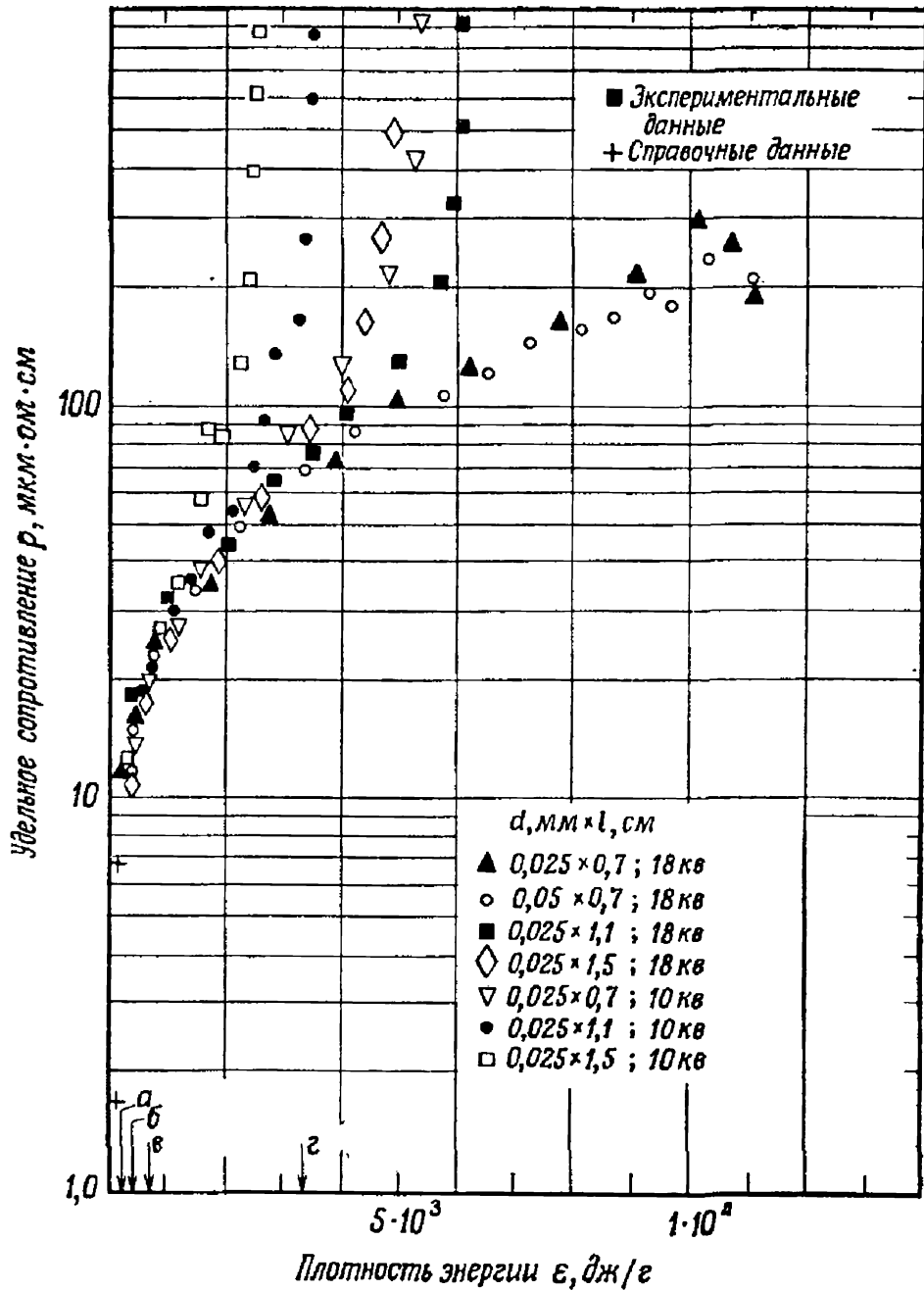
¹⁾ Сопоставление интеграла действия и кажущегося удельного сопротивления с плотностью энергии не выявит изменений в площади сечения проводящего канала, которая зависит лишь от расчетной плотности энергии.



Ф и г. 6. Осциллограммы тока и напряжения и расчетные параметры для медной проволочки диаметром 0,025 мм и длиной 0,7 см, взрывааемой при напряжении 20 кВ.



Ф и г. 7. Осциллограммы тока и напряжения и расчетные параметры для молибденовой проволоочки диаметром 0,05 мм и длиной 0,7 см, взрывааемой при напряжении 20 кв.



Фиг. 8. Расчетное удельное сопротивление для серебряных проволочек, взрываемых в воздухе.

Внизу указаны значения плотности энергии для начала плавления (а), конца плавления (б), начала испарения (в) и конца испарения (з).

Для материалов обоих классов кажущееся удельное сопротивление несколько ниже справочных данных [5] ¹⁾ почти до значений плотности энергии, соответствующих началу расплавления. Выше этой точки измеренное удельное сопротивление оказывается в несколько раз ниже справочных данных.

Измеренное значение удельного сопротивления молибдена в конце расплавления составляет $\sim 1/3$ от справочного; для меди эта величина равна $\sim 60\%$ от справочного. Сопоставить справочные и измеренные значения можно по данным фиг. 10.

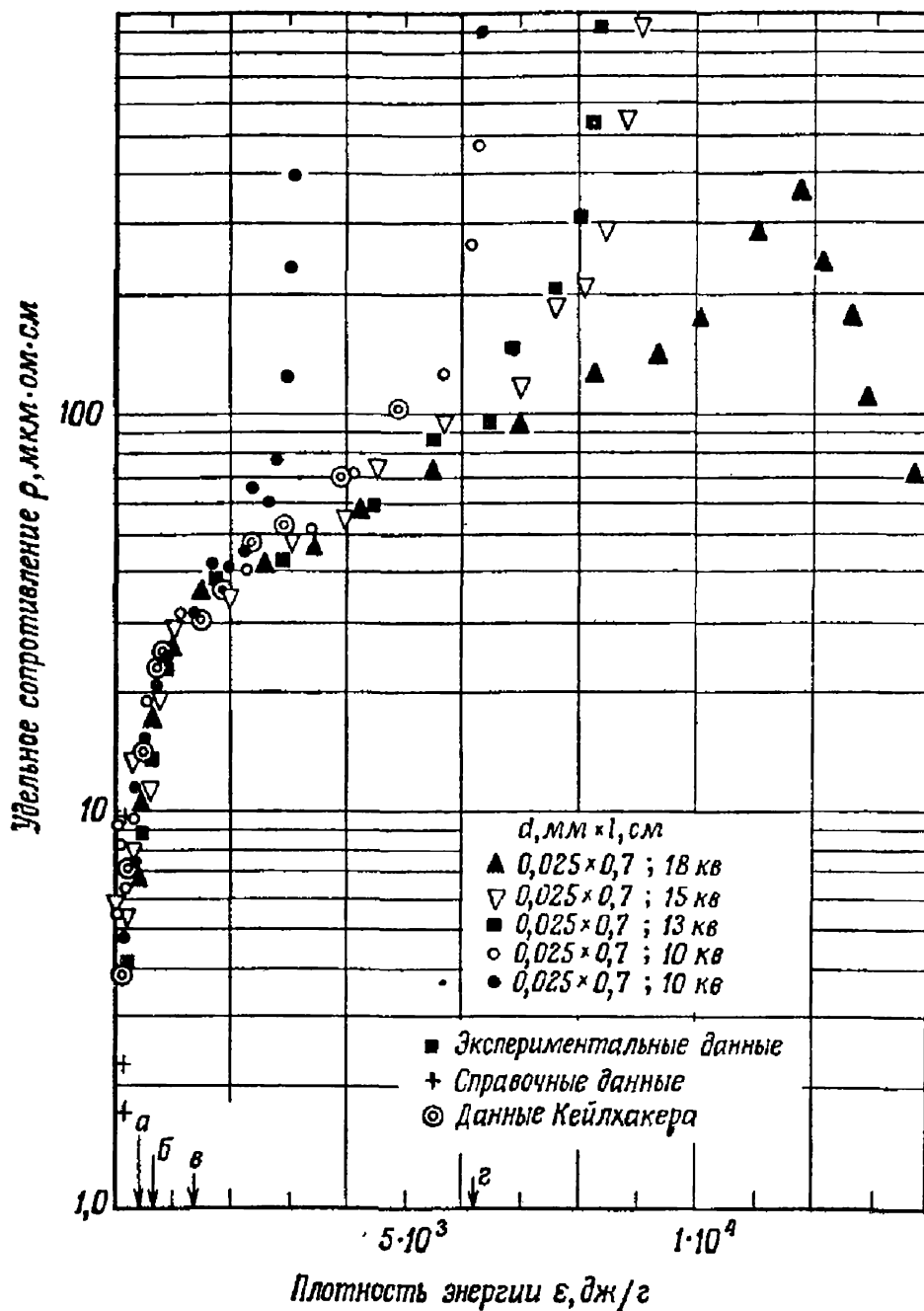
В случае материалов класса I перед паузой тока или вторичным пробоем может наблюдаться сильный «перегрев», так как к проволочке подводится энергия, в несколько раз превосходящая энергию, необходимую для испарения. Для материалов класса II относительная величина перегрева при данных условиях меньше, хотя при высоких удельных мощностях она довольно значительна.

Развитие процесса во времени

При данных условиях эксперимента время ($t_V - t_{V0} = \Delta t_V$), необходимое для испарения материалов класса I, как правило, того же порядка или меньше, чем время, требуемое для пробега звуковой волне поперечного сечения проволочки при температуре испарения. Для материалов класса II при тех же условиях время, необходимое для испарения, во много раз превышает это «звуковое» время.

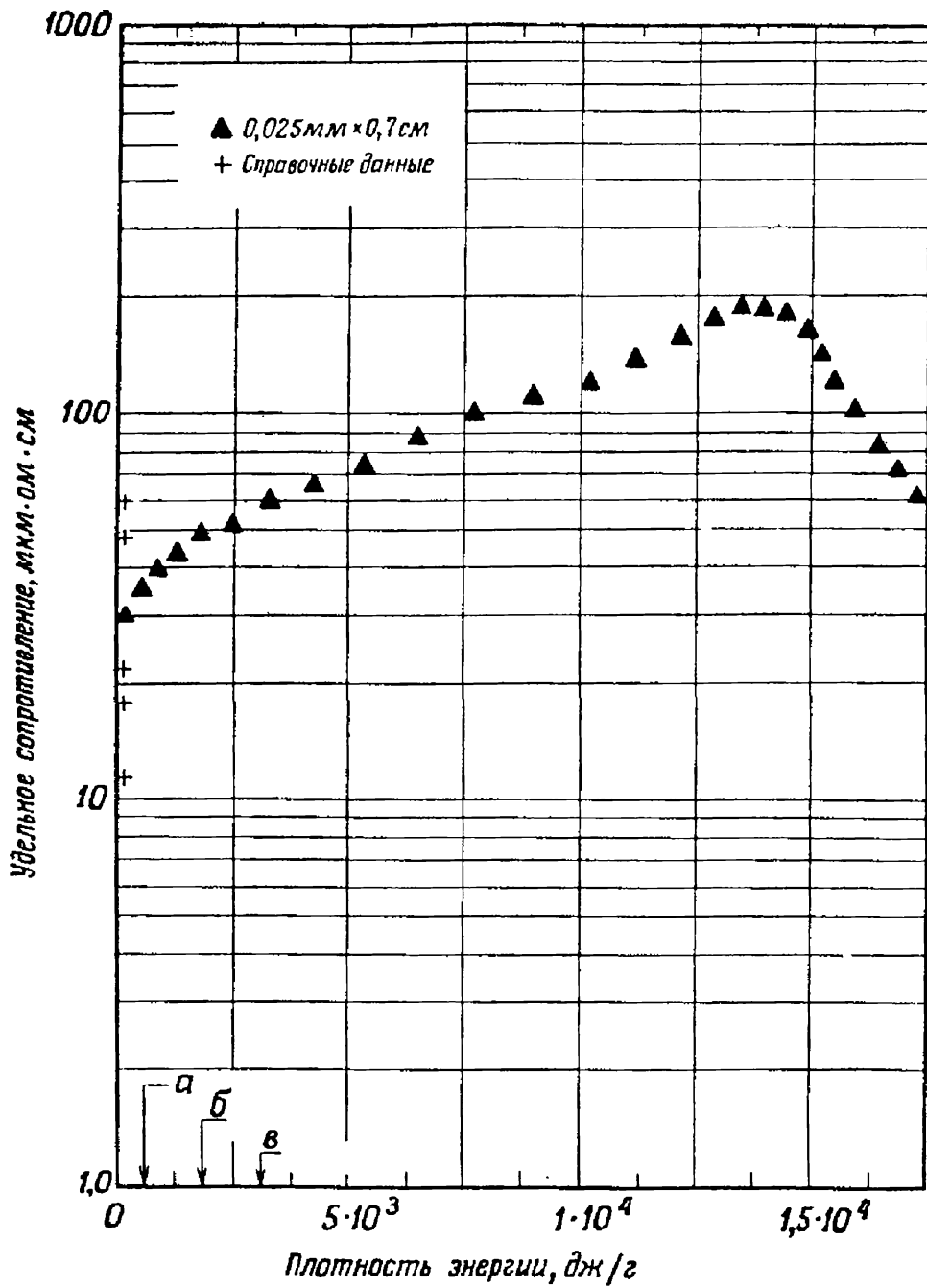
Ввиду того что для материалов класса I кажущееся удельное сопротивление после начала испарения не определяется удельным содержанием энергии, естественно проверить предположение о том, что состояние проволочки в течение испарения зависит от времени явным образом, а не в неявной форме через временную зависимость энергосодержания.

¹⁾ Справочные значения относятся к удельному сопротивлению при давлении 1 атм.



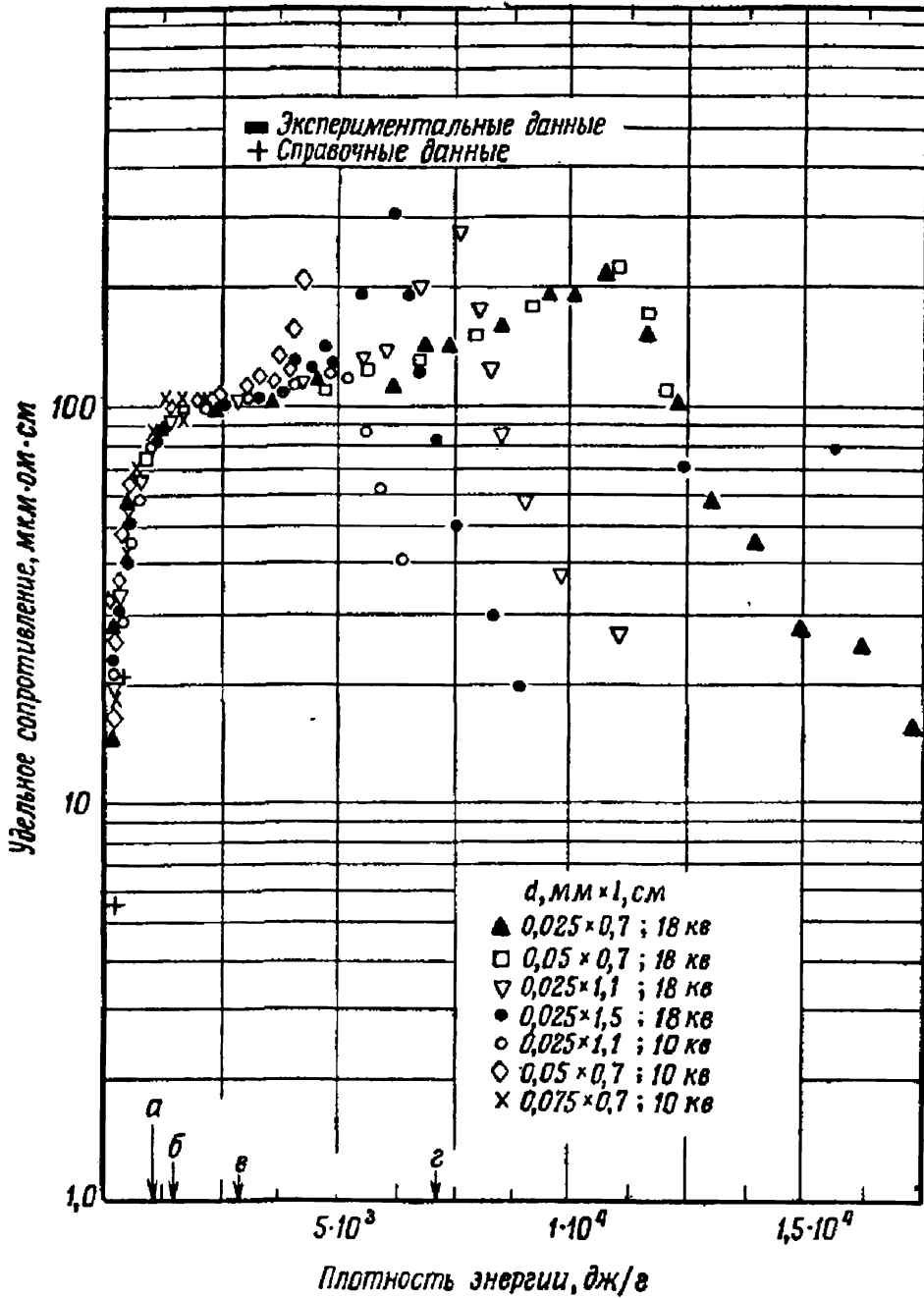
Фиг. 9. Расчетное удельное сопротивление для медных проволочек.

Внизу указаны те же значения плотности энергии, что и на фиг. 8.



Фиг. 10. Расчетное удельное сопротивление для оловянных проволочек при напряжении 19 кв.

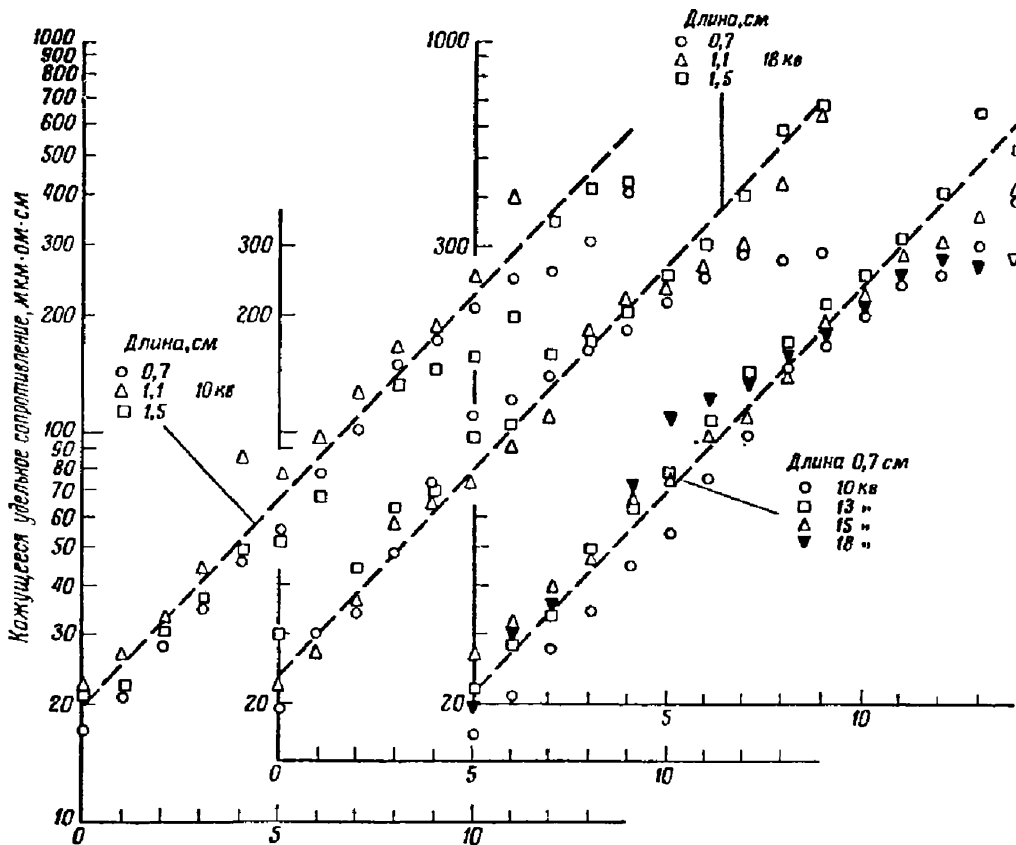
Внизу указаны значения плотности энергии для конца плавления (а), начала испарения (б) и конца испарения (в).



Фиг. 11. Расчетное удельное сопротивление для молибденовых проволочек.

Внизу указаны значения плотности энергии для начала плавления (а), конца плавления (б), начала испарения (в) и конца испарения (г).

На фиг. 12 и 13 кажущееся удельное сопротивление серебряных проволочек отложено в функции времени. Эти графики, охватывающие весь диапазон экспериментальных условий, показывают, что в данном случае возрастание кажущегося удельного сопротивления после начала испарения происходит со скоростью, зависящей

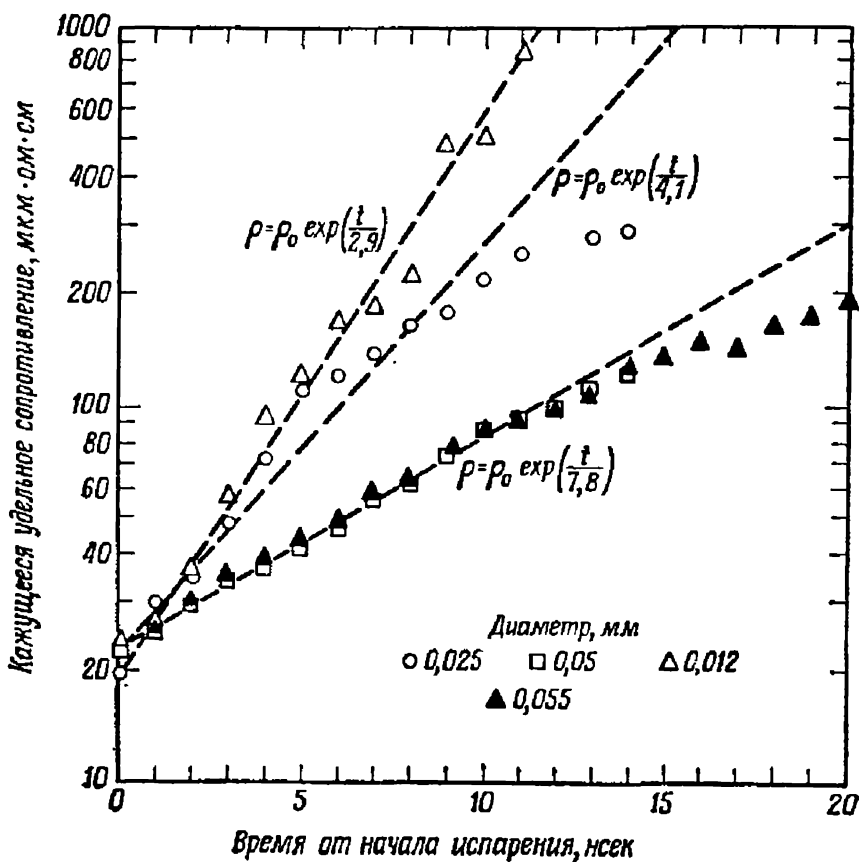


Фиг. 12. Кажущееся удельное сопротивление в функции времени от начала испарения серебряных проволочек диаметром 0,025 мм.

только от начального радиуса проволочки и независимой от начального напряжения заряда и длины проволочки. Значения удельного сопротивления отклоняются от первоначального хода кривой после 9 нсек для проволочек диаметром 0,025 мм и спустя 16 нсек для проволочек диаметром 0,05 мм. Время этих отклонений соответствует началу вторичного пробоя.

К моменту начала вторичного пробоя энергия, необходимая для испарения, подведена к проволочке.

Возрастание кажущегося удельного сопротивления может быть очень хорошо аппроксимировано экспоненциальной кривой с постоянной времени ~ 4 нсек для проволок диаметром 0,025 мм и 8 нсек для проволок



Фиг. 13. Кажущееся удельное сопротивление в функции времени от начала испарения серебряных проволок длиной 0,7 см.

Напряжение заряда 10 кв; в четвертом случае напряжение 18 кв.

диаметром 0,05 мм. Подобный характер временных зависимостей наблюдается также для меди. Для молибдена временной ход зависимости удельного сопротивления иной.

Взрыв молибденовых проволок

Взрыв молибденовых проволок был исследован в широком диапазоне экспериментальных условий. Отно-

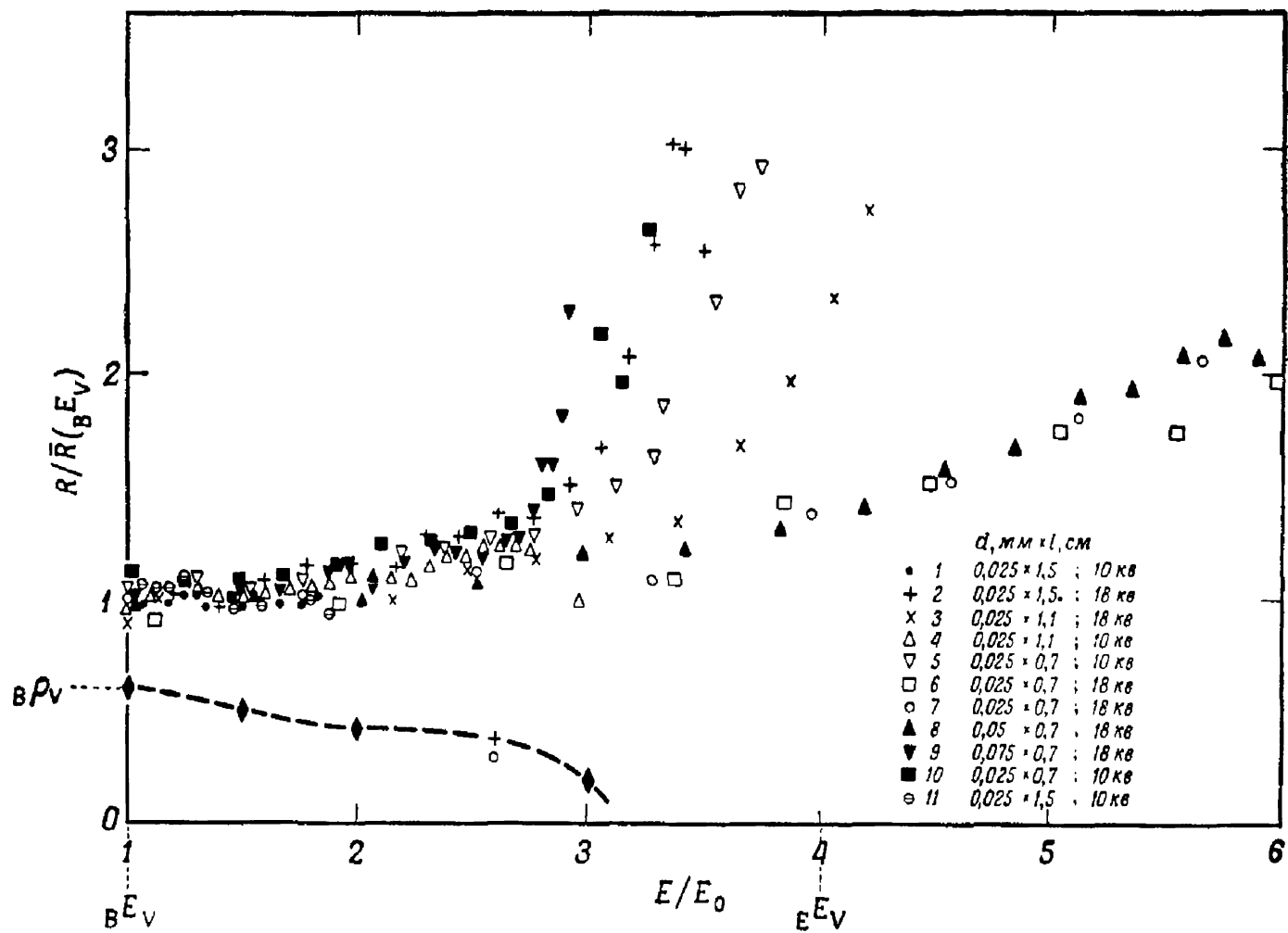
шение сопротивления проволоочки после начала испарения к ее сопротивлению до начала испарения было получено в зависимости от отношения значений энерго-содержания до и после начала испарения; на ход зависимости величина начального напряжения заряда, а также длина и сечение проволоочки не оказывают влияния. Это имеет место примерно до того момента времени, когда проволоочке сообщено около $\frac{2}{3}$ скрытой теплоты испарения. Затем в поведении проволоочки наблюдаются специфические особенности (фиг. 14): резко увеличивается крутизна кривых нормированного сопротивления, причем это наступает раньше для случаев меньших нормированных удельных мощностей. Общая зависимость опять наблюдается до плотности энергии, соответствующей примерно 50%-ному перегреву, после чего вторичный пробой снижает сопротивление.

Исследование влияния окружающей среды

Проволочки класса I взрывались в вакууме ($\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.), в воздухе, масле и затвердевающих заполнителях. Результаты показали, что самая короткая пауза в вакууме, причем возрастает она в следующей последовательности: вакуум, масло, твердое вещество.

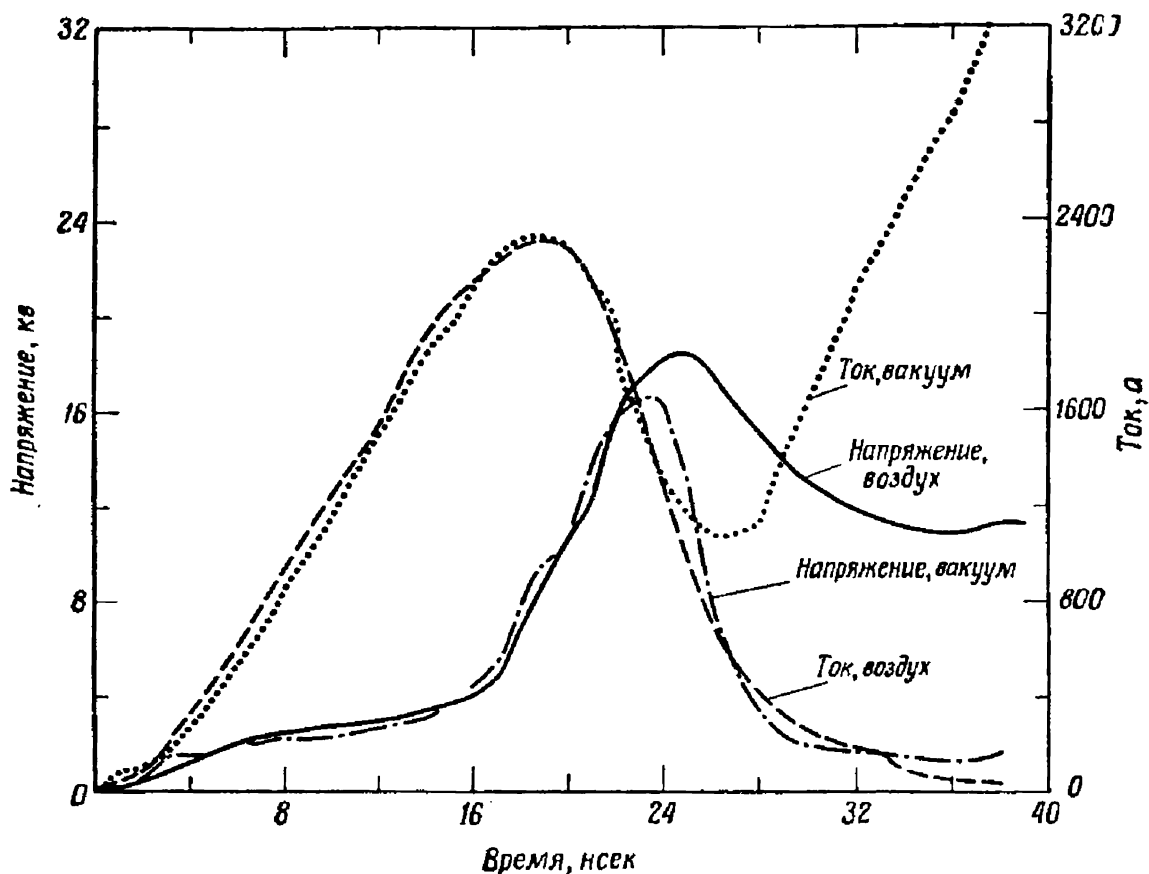
В вакууме пауза практически отсутствует, и вторичный пробой совпадает с фазой начальной проводимости¹⁾ (фиг. 15). При условиях, идентичных в других отношениях, величина перегрева перед вторичным пробоем — наименьшая в вакууме и возрастает в следующей последовательности: вакуум, масло, твердое вещество (фиг. 16). Сопротивление промежутка поддерживается более длительное время путем окружения проволоочки каким-либо веществом. При этом снова выполняется указанная выше последовательность. В использованных условиях эксперимента в вакууме могут быть получены заметные перегревы, но очень большие перегревы имеют место в случаях масла и твердого вещества. Значитель-

¹⁾ Это происходит, вероятно, вследствие того, что плотность металлических паров во фронте разрежения очень мала, так что в этом участке легко устанавливается разряд (см. [6]).



Фиг. 14. Зависимость $R/\bar{R}(BE_V)$ от E/E_0 для молибденовых проволочек в воздухе.

ные отклонения от примерно экспоненциальной временной зависимости для кажущегося сопротивления имеют место только через 8 нсек после начала испарения проволочки диаметром 0,025 мм в вакууме, воздухе и масле (фиг. 12 и 17).



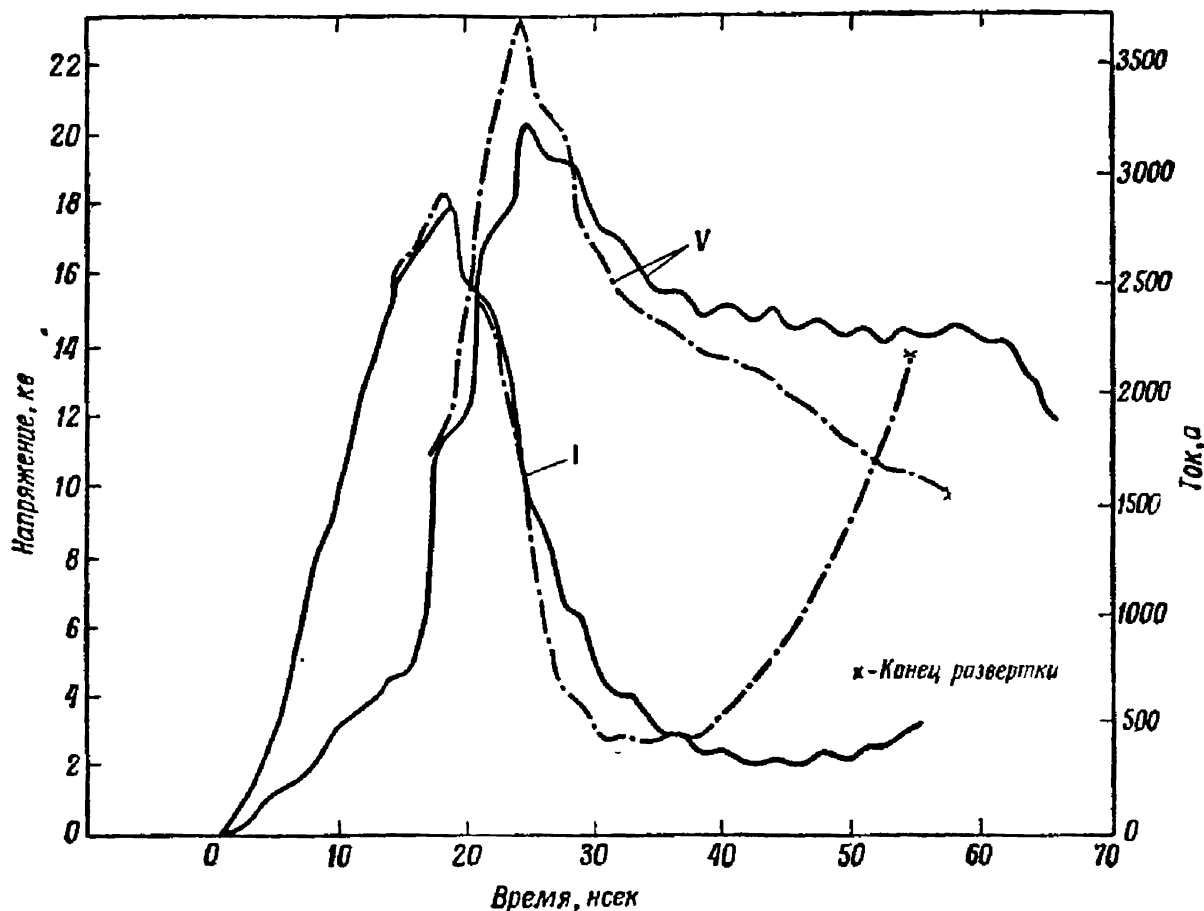
Фиг. 15. Ток и напряжение для серебряной проволочки в воздухе и вакууме. (Напряжение 13 кв.)

Для материалов класса II (молибден) величина перегрева наименьшая в воздухе и значительно возрастает при заключении в твердый наполнитель (фиг. 18).

Фотографические исследования

Были выполнены фотографические исследования взрывов в воздухе медных, золотых, алюминиевых, платиновых и вольфрамовых проволочек. Использовался

однократный затвор на базе ячейки Керра с временем экспозиции 7 нсек. Съемка взрыва проволочки из различных материалов производилась в одно и то же время



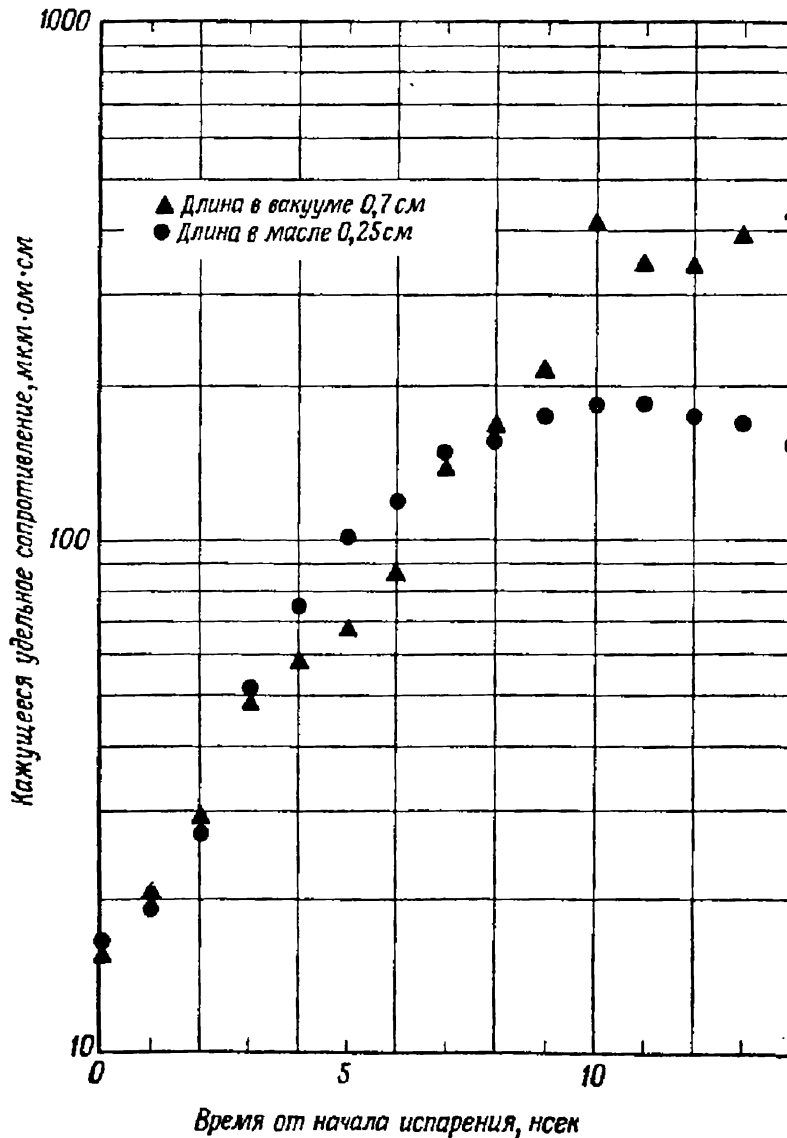
Фиг. 16. Ток и напряжение для медной проволочки.

--- медь в воздухе, — медь в твердом теле.

относительно момента появления тока. Другие условия поддерживались постоянными. В данной серии измерений временные и энергетические параметры очень хорошо воспроизводились от одной проволочки к другой, так что полученная последовательность однократных фотоснимков позволяла проследить общие черты явления (например, радиус светящейся зоны) и его изменения от снимка к снимку¹⁾. На отдельных кадрах можно исследовать более мелкие черты явления.

¹⁾ На некоторых снимках можно заметить сильные искривления проволочек. Это происходит в основном тогда, когда проволочка в держателе не натянута.

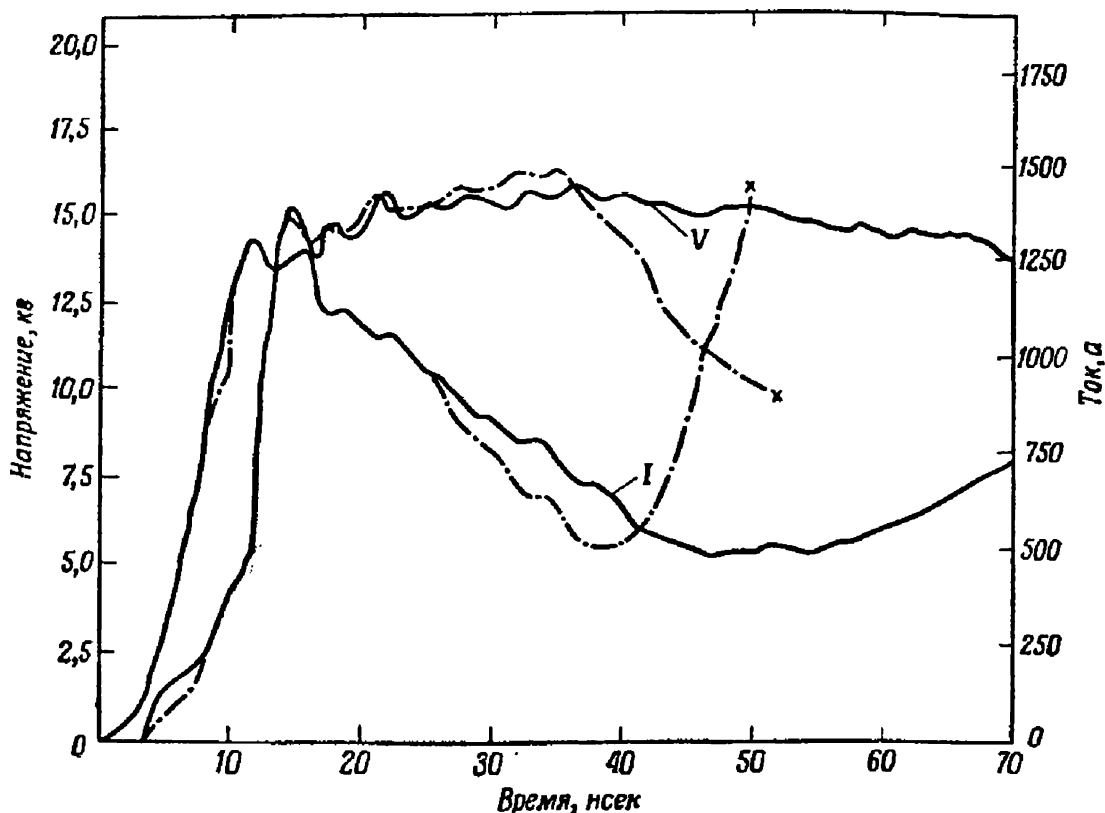
На фиг. 19 приведена серия фотографий медной проволоочки диаметром $0,025$ мм и длиной $\sim 0,7$ см, взрываваемой при начальном напряжении заряда 18 кв. На фиг. 20 представлены импульсы тока и напряжения, а



Фиг. 17. Кажущееся удельное сопротивление в функции времени от начала испарения серебряных проволоочек диаметром $0,025$ мм. (Напряжение 18 кв.)

также внешний радиус светящейся зоны. Первое заметное расширение можно наблюдать при 30 нсек. При 27 нсек имеет место лишь незначительное расширение,

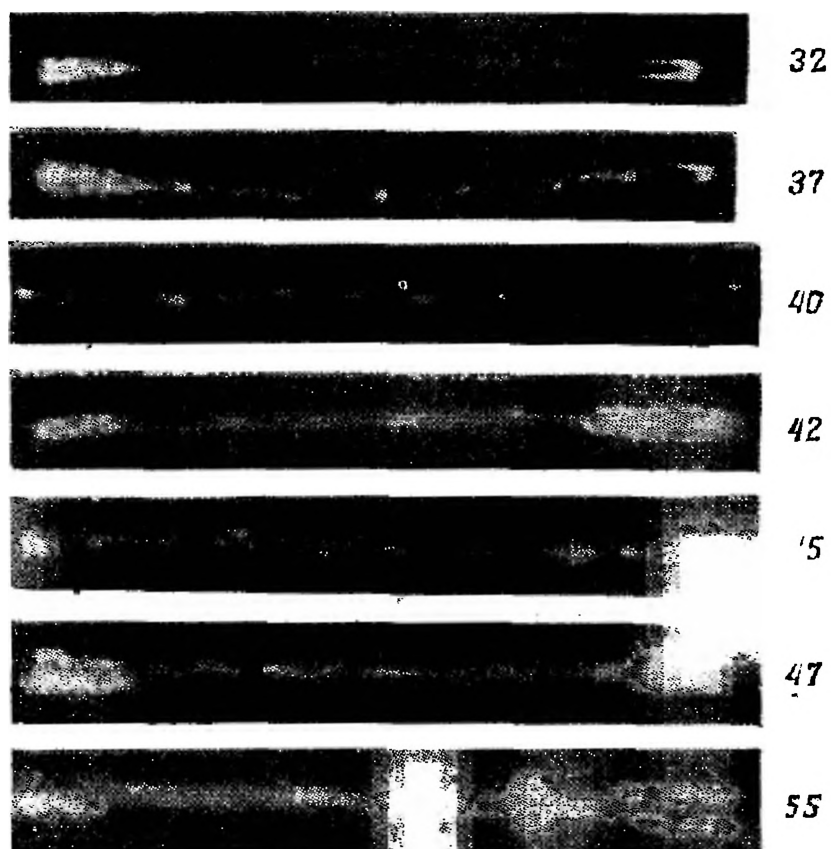
и, наконец, при 23 нсек расширение отсутствует. Расчетное удельное сопротивление следует общей зависимости до тех пор, пока не достигнуты энергетические отклонения до 12 000 дж/г ($E_{\text{испар.}} \approx 6100$ дж/г), что имеет место у 25 нсек. В период начального расширения освещение



Фиг. 18. Ток и напряжение для молибденовой проволоки диаметром 0,025 мм и длиной 0,7 см; напряжение 13 кВ.

— — — молибден в воздухе; — молибден в твердом теле.

проволочек представляется однородным лишь с некоторым усилением интенсивности у электродов. В течение всего времени наблюдения и особенно в начальный период светящийся столб выглядит очень стабильным. Значительная структура в картине свечения появляется только в период вторичного пробоя. Были сделаны попытки выполнить подобные наблюдения при 18 кВ с серебряными проволочками. Однако интенсивность свечения оказалась недостаточной для надежных измерений.



Ф и г. 19. Временная последовательность однократных керр-фотографий медных проволочек диаметром 0,025 мм



60



75



115



153



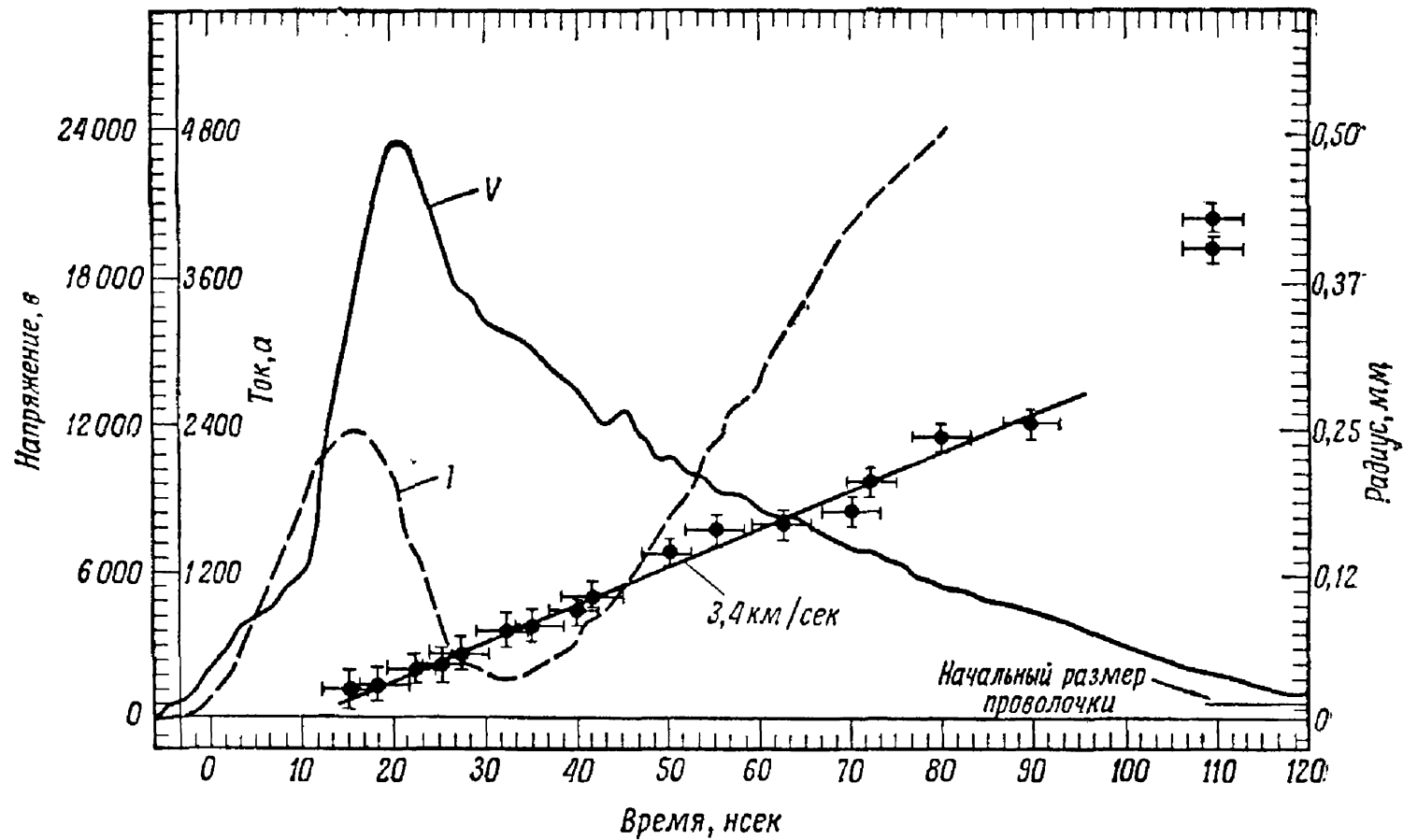
165



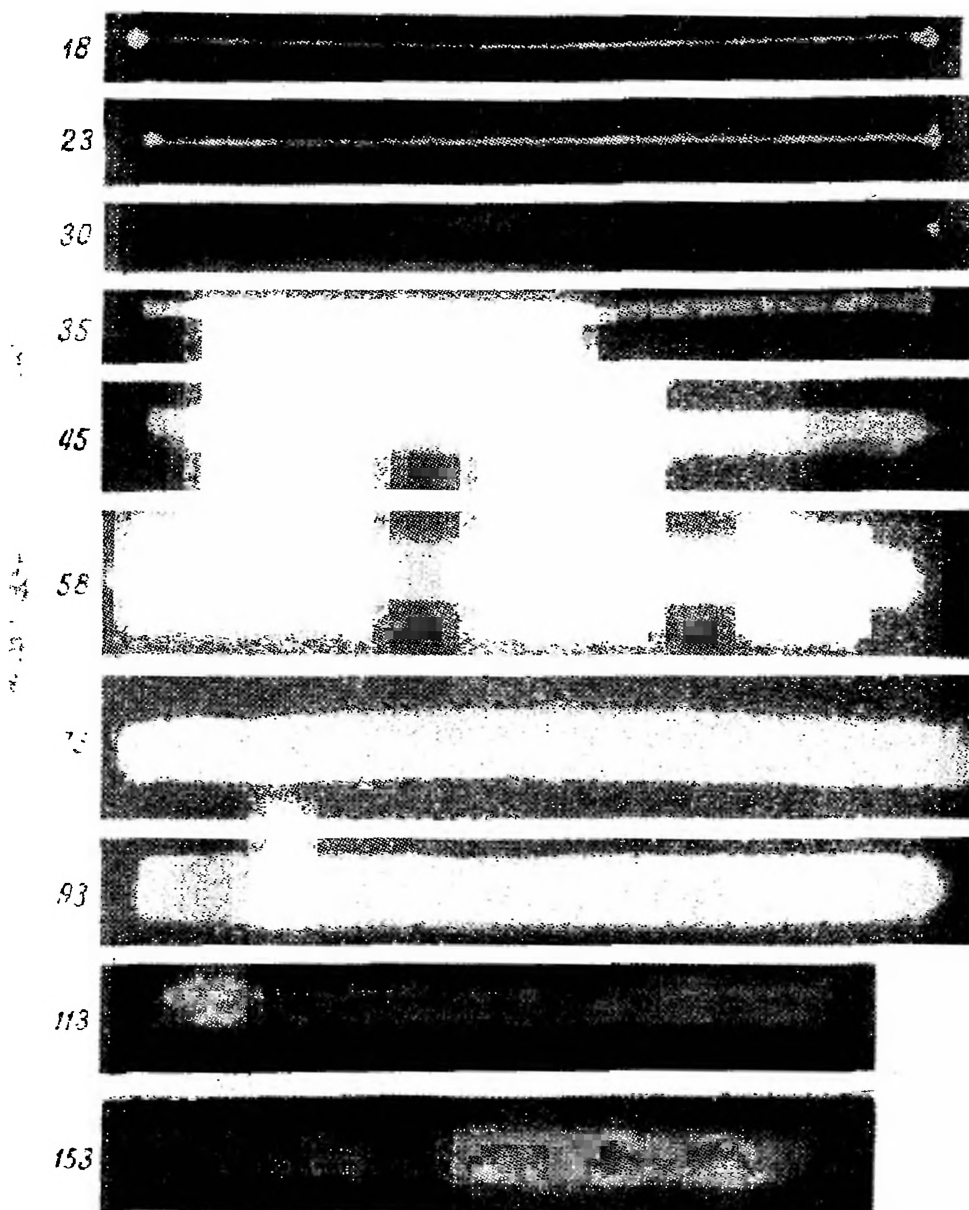
180

и длиной 0,7 см, взрывающихся в воздухе с помощью тригatrona.

Напряжение 18 кВ; емкость 0,002 мкФ; индуктивность 0,036 мкГн.
Время в наносекундах.



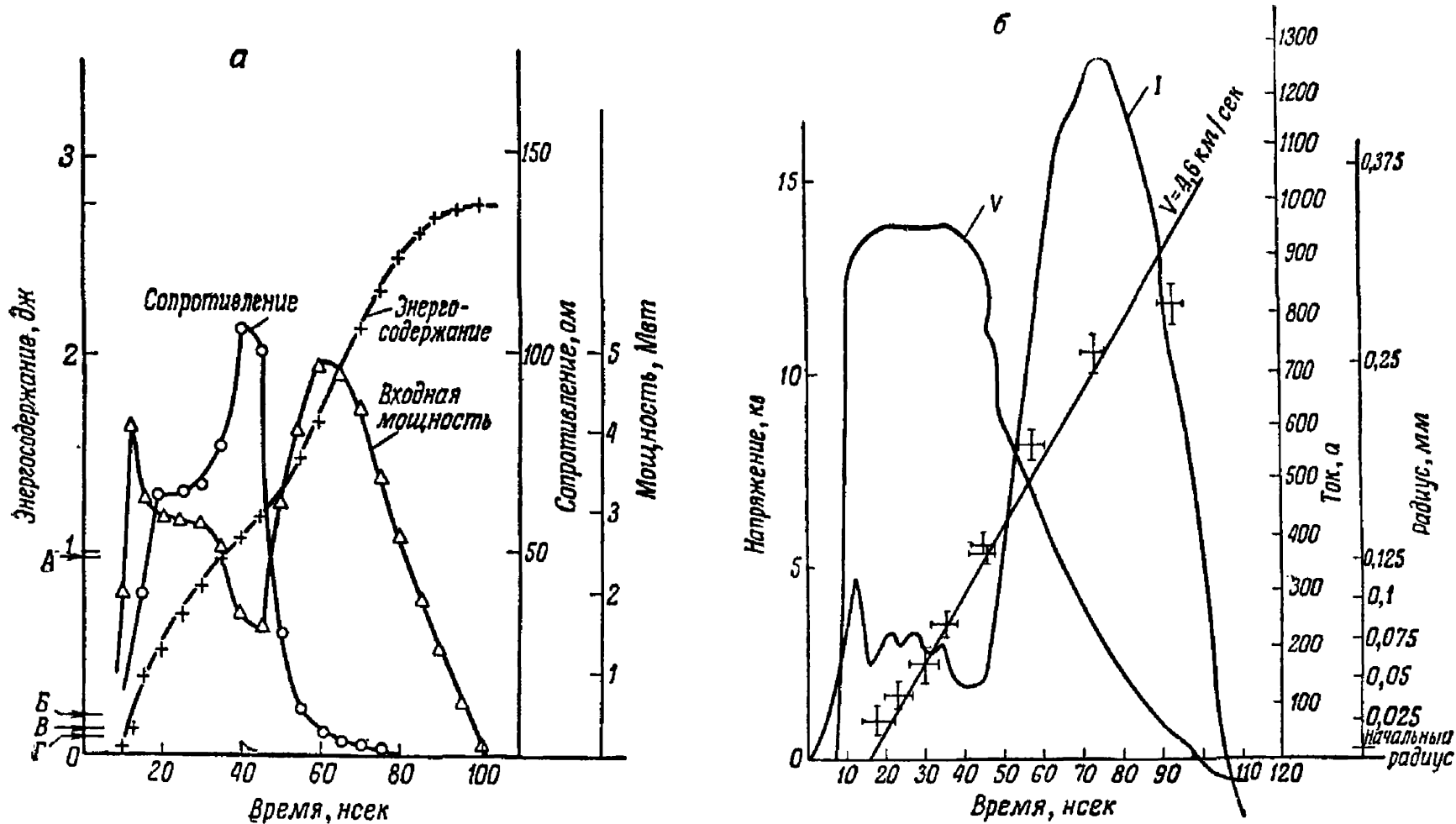
Ф и г. 20. Форма импульса тока и напряжения при взрыве медной проволочки.
(Напряжение заряда 18 кв.)



Фиг. 21. Временная последовательность однократных керр-фотографий взрыва вольфрамовых проволочек диаметром $0,0012$ мм и длиной $0,7$ см в воздухе с помощью тригатрона.

Напряжение 18 кВ; емкость $0,002$ мкФ; индуктивность $0,1$ мкГн. Время в наносекундах.

На основании большого сходства электрических свойств этих двух элементов (серебра и меди) можно думать, что характеристики начального расширения для серебра такие же, как и для меди.



Фиг. 22.

а — подводимая мощность, энергосодержание и сопротивление в функции времени для вольфрамовой проволоки диаметром 0,012 мм и длиной 0,7 см.

Напряжение 18 кв; $C=0,0023$ мкф; $L=1$ мкгн; $X=\sqrt{\frac{L}{C}}=66$ ом.

А — начало плавления; **Б** — конец плавления; **В** — начало испарения; **Г** — конец испарения.

б — напряжение, ток и внешний радиус светящейся зоны в функции времени (вольфрамовая проволочка).

На фиг. 21 показана серия фотографий взрыва вольфрамовых проволок (материал класса II) диаметром 0,0012 мм при напряжении 18 кВ, а на фиг. 22 — соответствующие импульсы тока и напряжения, радиус светящейся зоны и расчетные величины.

Сопротивление этих проволок быстро возрастает до довольно высоких значений, так что почти все напряжение конденсатора оказывается приложенным к проволоке. В этом случае подводимая мощность дается примерно соотношением V_c^2/R_w . Заметное расширение паров проволоки имеет место уже через 5 нсек после начала испарения. К концу испарения радиус возрастает примерно в 10 раз. Величина радиального перемещения ко времени завершения испарения в этом случае много больше, чем у меди (фиг. 19 и 20). В обоих этих случаях пары проволоки расширяются равномерно без какой-либо структуры или иной осевой неоднородности, по крайней мере первые 40 нсек после начала расширения.

Обсуждение

Введение

Любая модель явления взрыва проволоки в фазе первичной проводимости должна объяснить

- 1) динамику расширяющегося газа или плазмы;
- 2) элементарные процессы проводимости.

Сверхзвуковая модель. Материалы класса I

Рассмотрим модель, качественно согласующуюся с данными по меди и серебру. Модель такого типа была применена Кейлхакером для интерпретации результатов.

От момента появления тока проводимости до начала испарения плотность тока остается почти однородной по поперечному сечению проволоки, поскольку ее радиус мал по сравнению с глубиной проникновения тока. Проволока нагревается за счет энергии, выделяющейся в ней из-за джоулевых потерь, а ее удельное сопротивление возрастает с увеличением энергосо-

держания. В данном случае удельное сопротивление является функцией плотности энергии и давления. По достижении температуры испарения проволочка начинает испаряться. Магнитное давление может оказаться достаточно большим для повышения точки кипения выше ее значения при 1 атм, однако вскоре кинетическое давление становится доминирующим и начинается испарение.

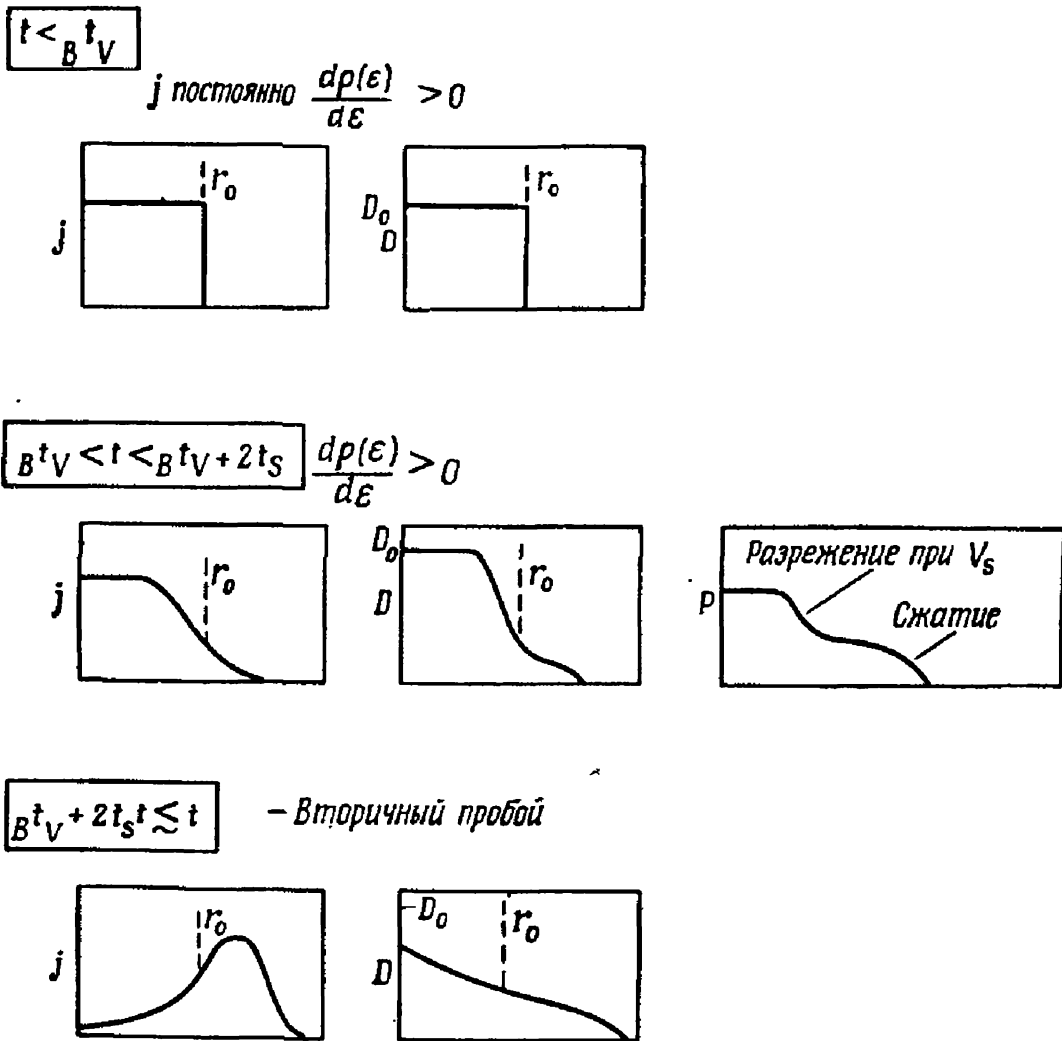
В дальнейшем в течение фазы первичной проводимости кинетическое давление много больше магнитного. Уровень удельной мощности оказывается столь высоким, что энергия, достаточная для полного испарения проволочки, накапливается за время, много меньшее того, которое требуется звуковой волне, распространяющейся в данном материале при температуре испарения, для прохождения расстояния до центра и обратно.

В момент начала испарения внутрь проволочки отходит волна разрежения, имеющая локальную скорость звука. Во внутренней области (еще не затронутой волной разрежения) сохраняется плотность твердого вещества. Эту область будем называть «ядро». В ядре протекает сильный ток, хотя удельное сопротивление возрастает и площадь уменьшается. В расширяющихся парах проходит лишь малая часть всего тока, которая фактически исчезает, когда плотность падает до $1/10$ плотности твердого тела. Полный ток, протекающий в этот период, убывает.

В течение этой фазы ядро перегрето. Удельное сопротивление возрастает, и пауза тока достигается примерно за время, необходимое волне разрежения для распространения к центру проволочки и обратно. В течение этого времени пары расширяются и отводятся фронтом сжатия в окружающий воздух.

Плотность материала проволочки — наименьшая на фронте, но она все еще остается высокой и увеличивается к центру. В это время ударный фронт в воздухе, по-видимому, еще не образовался. Если в промежутке существует достаточно сильное электрическое поле, когда волна разрежения достигает окрестностей фронта паров, то, вероятно, вторичный пробой инициируется именно возле фронта. Если поле оказывается слишком

слабым, вторичного пробоя не происходит. Этот тип процесса показан на фиг. 23.



Фиг. 23. Сверхзвуковая модель для серебра (класс I) во всем диапазоне экспериментальных условий в воздухе;
 $\Delta t_V = (E t_V - B t_V) < 2 t_s$.

Абляционная модель. Молибден (класс II)

В данных экспериментах время, необходимое для прохождения сечения проволоочки звуковой волной при температуре испарения, оказывается, как правило, много меньше, чем время, необходимое для подвода к проволочке скрытой теплоты парообразования при определенных уровнях удельной подводимой мощности.

В этом случае ситуация оказывается отличной от рассмотренной выше. Вплоть до начала испарения плотность тока, по-видимому, весьма однородна (см. следующий раздел). В этом случае опять магнитное давление может повысить точку кипения, однако очень скоро кинетическое давление становится доминирующим, так что происходит испарение.

Предполагается, что при температуре испарения фронт испарения распространяется от поверхности внутрь проволочки (абляционная модель). По одну сторону фронта испарения плотность равна плотности твердого вещества при температуре испарения, а по другую сторону имеется расширяющийся газ, который является почти не проводящим, за исключением области у самого фронта.

В широком диапазоне давлений и температур, за исключением области, близкой к критической точке, скрытая теплота испарения почти постоянна. Большая часть энергии, запасаемой в проволочке при температурах выше точки испарения, должна идти на испарение и лишь сравнительно малая доля — на нагрев до температуры кипения, величина которой повышается в связи с возрастающим давлением около фронта испарения. В этих условиях можно связать скорость изменения радиуса и мощность, подводимую к проволочке

$$\frac{dr}{dt} \approx \frac{\dot{E}}{(-) 2rsL},$$

а также ту часть сечения проволочки, которая испарилась ко времени t ,

$$a = \pi (r_0^2 - r^2) = \frac{\int_0^t \dot{E} dt}{sL},$$

где \dot{E} — мощность омического нагрева; r — радиус фронта испарения к моменту времени t ; L — удельная скрытая теплота испарения; l — первоначальная длина

проволочки; r_0 — начальный радиус проволочки; s — начальная плотность материала проволочки и a — площадь поперечного сечения испаренной области.

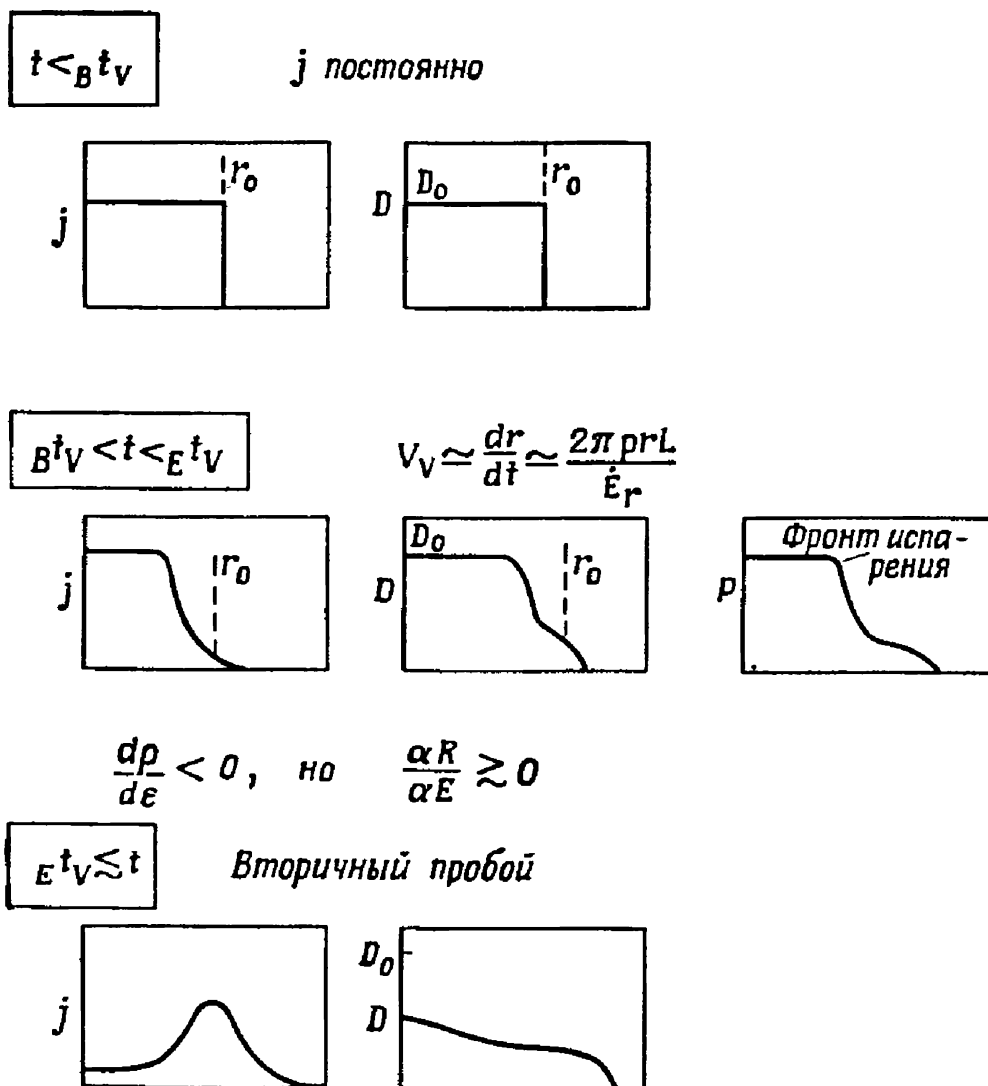
Эти зависимости графически представлены на фиг. 24. Основные особенности абляционной модели: 1) время, потребное для испарения, того же порядка величины, что и удвоенное звуковое время, и 2) зависимость удельного сопротивления от подводимой энергии, которая в большей степени определяется материалом и условиями эксперимента (например, давлением).

Справедливость этой модели может быть подтверждена данными фиг. 14.

Изучение зависимости сопротивление — энергия, представленной на фиг. 14, позволяет теперь сделать некоторые выводы о примерной величине удельного сопротивления после начала испарения. Было предположено, что проводящее сечение убывает как отношение подведенной энергии к энергии, необходимой для испарения. Таким образом можно получить удельное сопротивление только до того момента, как подведено примерно около $\frac{2}{3}$ скрытой теплоты. Выше этой точки имеют место отклонения удельного сопротивления от общей зависимости. Очевидно, что оцениваемые таким образом удельные сопротивления убывают с ростом подводимой энергии после начала испарения. Это имеет место, даже несмотря на некоторое возрастание сопротивления.

При высоких удельных мощностях по мере продвижения фронта испарения во внутренние области проволоки вокруг проволочки может установиться область высоких давлений, препятствующая расширению паров. Далее удельное сопротивление, по-видимому, убывает таким образом, что время, необходимое звуковой волне для пересечения проволочки, может стать соизмеримым со временем испарения или даже меньше последнего, так что будут соблюдаться условия сверхзвуковой модели и произойдет перегрев. Такой ход кривых может объяснить 50% перегрева, наблюдаемого на общей зависимости фиг. 14. Еще более отчетливо это показано на фиг. 7, где максимумы тока возникают лишь незадолго до достижения энергии испарения.

С увеличением плотности энергии после начала испарения у материалов класса I внутреннее удельное



Фиг. 24. Абляционная модель для молибдена (класс II) в большей части диапазона экспериментальных условий в воздухе;

$$\Delta t_V = ({}_E t_V - {}_B t_V) > 2t_s.$$

сопротивление во всех случаях возрастает, а у материалов класса II убывает; это происходит до тех пор, пока после начала испарения к проволочке подводится до $2/3$ скрытой теплоты испарения.

Материалы класса II могут быть разбиты на две подгруппы: подгруппа IIa, когда энергетический коэф-

коэффициент удельного сопротивления является отрицательным ($dp/d\varepsilon < 0$), однако сопротивление проволоки возрастает с увеличением энергии ($dR/dE > 0$) после начала испарения и до почти полного испарения (молибден, вольфрам, платина), и подгруппа IIб, когда $dp/d\varepsilon < 0$, однако $dR/dE < 0$ (титан, железо и никель).

При малых уровнях мощности сопротивление в обоих случаях возрастает после достижения энергии испарения. При больших мощностях сопротивление падает с началом вторичного пробоя.

Теоретическое рассмотрение показывает, что обе модели в исследованных в данной работе случаях быстрых взрывов проволок имеют общие черты. В течение всей фазы начальной проводимости глубина проникновения тока больше, чем радиус проволоки. Кинетическое давление все время превышает магнитное, за исключением некоторого начального отрезка времени. Внутри токнесущего ядра проводимость примерно равномерна. Слой паров материала проволоки оптически толстый, так что наблюдаемое излучение является поверхностным. Во всем диапазоне исследованных параметров скорость излучения энергии много меньше скорости ее поступления. Теплопроводность паров невелика. Электрический нагрев имеет джоулев характер (электрон-ионные или электрон-атомные соударения).

В течение взрыва столб является стабильным и однородным без каких-либо микроразрядов или других неоднородностей. Токнесущее ядро должно быть, очевидно, устойчивым и равномерно сокращаться.

Плотность ядра при взрыве приближается к плотности твердого тела, так что, когда выполняются условия сверхзвуковой модели, внутренняя область проволоки может оказаться перегретой. Все эти особенности отражены ниже.

Материалы классов I и II

(Быстрый взрыв проволоки. Фаза первичной проводимости.)

Общие особенности и свойства

1. Радиус меньше глубины проникновения тока.
2. $P_{\text{кинет}} \gg P_{\text{магн}}$ (кроме начального периода).

3. Приближенно однородное распределение тока, протекающего в ядре.
4. Квазитермическое равновесие внутри ядра.
5. Очень большая оптическая толщина паров.
6. Наблюдаемое излучение, исходящее с поверхности.
7. Интенсивность излучения меньше подводимой мощности.
8. Плохая теплопроводность.
9. Джоулев механизм нагрева; нагрев атомов и ионов благодаря нон-электронным соударениям.
10. В течение процесса взрыва:
 - устойчивый столб;
 - нет сужений;
 - нет микроразрядов;
 - нет осевых неоднородностей;
 - равномерно расширяющиеся пары;
 - ровная токонесущая проволочка.
11. К проволочке можно подвести энергию, большую или меньшую энергии испарения.
12. $\rho = \rho(\epsilon, \text{давление})$.
13. В некоторых случаях ядро перегрето.
14. Плотность ядра приблизительно равна плотности твердого вещества.

Различие материалов обоих классов

$$\begin{aligned} \text{Выше } & T_V \frac{d\rho}{d\epsilon} > 0 \text{ класс I} \\ & \frac{d\rho}{d\epsilon} \leq 0 \text{ класс II} \end{aligned}$$

В большинстве экспериментальных условий, исследованных в данной работе,

$$\Delta t_V \leq 2t_S \text{ — класс I (сверхзвуковая модель).}$$

$$\Delta t_V \geq 2t_S \text{ — класс II (абляционная модель).}$$

Удельное сопротивление

В момент включения тока радиус проволочки мал по сравнению с глубиной проникновения тока, т. е. распределение тока почти однородно по всему ее поперечному сечению. Основными носителями тока являются электроны, которые передают энергию атомам благодаря соударениям.

Соударения, передающие импульс, связаны с тепловым движением атомов около их положения равновесия. Во всем диапазоне экспериментальных условий, охваченных в данной работе, времена соударений электрон-атом и электрон-ион оказываются короче, чем времена, характерные для динамической картины взрыва, так что электронная и ионная температуры, по-видимому, близки друг к другу.

При наличии однородного тока решетка должна вначале прогреваться равномерно, однако с ростом температуры увеличивается и давление. Механизм снижения давления — тепловое расширение решетки. Решетка может расширяться лишь в радиальном направлении, однако максимальная скорость, с которой может происходить расширение, равна скорости звука. Проволочка разогревается все сильнее, и, следовательно, требуется еще дальнейшее расширение решетки для снятия избыточного давления. Вероятно, в изученном диапазоне экспериментальных условий тепловая релаксация решетки никогда не имела места, так что внутри проволоки при данной температуре должны были развиваться очень высокие тепловые давления. Более того, магнитное давление протекающего по проволочке тока также препятствует ее расширению. Результирующие тепловые давления могут быть очень большими (10^4 — 10^5 атм). Известно, что при данной температуре для большинства материалов (серебро, медь, молибден) удельное сопротивление уменьшается с ростом давления.

Для серебра и меди коэффициент зависимости удельного сопротивления от давления отрицателен [5(а)], так что с понижением удельного сопротивления во внутренних областях следует ожидать возрастания плотности тока. Более сильный нагрев приведет к увеличению удельного сопротивления ввиду положительного знака его энергетического коэффициента, результатом чего явится почти однородное распределение тока по поперечному сечению проволочки.

Удельное сопротивление обратно пропорционально среднему свободному пробегу электрона в решетке, который в свою очередь обратно пропорционален среднему квадрату амплитуды колебаний атомов около их

положения равновесия. Выше точки плавления эти смещения имеют уже порядок периода решетки. При высоких температурах и давлениях ввиду плотной упаковки смещения могут достичь максимальной величины, так что, когда эти условия выполняются, удельное сопротивление почти не зависит от давления и имеет слабую температурную зависимость. Абсолютная величина и энергетический коэффициент при данных условиях окажутся ниже справочных значений. Это может объяснить появление общей зависимости¹⁾. Расчет, основанный на грубой классической модели, подтверждает такую зависимость. Однако, по-видимому, целесообразно выполнить также подробный квантовомеханический расчет.

Были приведены качественные соображения, которые могут объяснить наблюдаемые эффекты.

В материалах класса II на участке несколько выше конца расплавления удельное сопротивление, по-видимому, убывает с ростом энергетической плотности. В этих условиях ток несколько концентрируется у оси проволоочки.

Весьма удивительно, что кажущееся удельное сопротивление в этих материалах пропорционально удельной плотности энергии, однако причина этого еще не совсем ясна. Следует отметить, что при данных температурах зависимость удельного сопротивления от давления может быть весьма сложной функцией [5(a)].

Классификация взрывов проволочек и сверхбыстрый режим

Описываемая классификационная схема различных типов взрыва проволочек является по сути дела модификацией и дальнейшим развитием схемы Чейса и Ле-

¹⁾ Тукер [7], изучая проволочки из золота при более низких удельных мощностях, не наблюдал общей зависимости. Уровни удельной мощности, которые имели место в его работе, могут соответствовать диапазону, когда удельные сопротивления имеют промежуточные значения между общей зависимостью и справочными данными.

Различные режимы процесса взрыва проволочек
(В течение фазы начальной проводимости радиус проволоочки меньше глубины проникновения тока.)

Уровень удельной мощности		Быстрый взрыв, $P_K > P_M$	Сверхбыстрый взрыв, $P_M > P_K$
низкий	промежуточный		
Волнообразные сжатия	Микро-разряды Неоднородности	<p>Большая оптическая плотность Излучение с поверхности Плохая теплопроводность Осевая однородность тока и проводимости и аксиальная симметрия картины расширения паров Джоулев нагрев; электрон-ионные соударения Перегретое ядро при высоких удельных мощностях</p> $dp/d\varepsilon \cong 0$ <p>Ядро Устойчивый столб Абляционные или сверхзвуковые условия</p>	<p>При низких плотностях энергии</p> <p>Большая оптическая толщина паров Тормозное излучение Циклотронное излучение</p> <p>При высоких плотностях энергии</p> <p>Пары оптически тонкие Объемное излучение</p> <p>(Тормозное и циклотронное излучения) Почти полностью ионизованный столб ($Li \geq 2 - 3 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$)</p> <p>Идеальный газ ($PV \approx nRT$) при плотности твердого тела Сжатие столба — предел вырождения электронов Сверхпроводимость Устойчивость (?) Ударный нагрев и адиабатическое сжатие Неравновесный нагрев (?) Перекрытие потенциалных минимумов</p>

вина [8]. Предлагается классифицировать различные типы взрыва проволочек по следующим характеристикам: соотношение радиуса проволочки и глубины проникновения тока, величина удельной мощности и плотность энергии (см. таблицу). Наиболее наглядной определяющей величиной является удельная мощность. Здесь рассматриваются только проволочки, тонкие по сравнению с глубиной проникновения тока. В соответствии с величиной удельной мощности целесообразно классифицировать различные типы взрыва как медленные, промежуточные, быстрые и сверхбыстрые. Основное внимание уделено быстрым и сверхбыстрым режимам; медленные и промежуточные режимы включены лишь для полноты, и в дальнейшем может потребоваться более подробная классификация, чем приведенная здесь. Медленные и промежуточные режимы включают образование волновой структуры, микрозарядов и локальных неоднородностей. Как правило, в этих случаях подводится энергия, меньшая необходимой для испарения.

Быстрые взрывы были подробно рассмотрены в предыдущих разделах. По-видимому, при очень высоких величинах удельной мощности могут проявиться новые явления, существенно отличающиеся от явлений, имеющих место при быстрых режимах. В этом случае магнитное давление тока всегда превышает кинетическое давление ¹⁾).

В ранних фазах при низких плотностях энергии проволочка будет прогреваться и превратится в пар без

¹⁾ В принципе магнитное давление всегда может быть сделано выше, чем кинетическое давление, возникающее в результате омического нагрева. Магнитное давление пропорционально квадрату тока ($P_M = aI^2$); кинетическое давление газа при постоянном объеме линейно зависит от плотности энергии, которая в свою очередь пропорциональна произведению квадрата тока на время, требуемое для подведения энергии к проволочке ($P_K = bI^2 \Delta t$). Это видно из рассмотрения закона идеального газа ($P_K = NKT/V$). Время Δt является независимой переменной и может быть сделано как угодно малым. Для получения малых Δt необходимо иметь контур низкой индуктивности. Например, на поверхности проволочки диаметром 0,025 мм, по которой протекает ток 10^5 а, развивается магнитное давление $\sim 10^7$ атм.

существенного изменения размера, однако ток в это время столь велик, что пары не могут расширяться. Проводимость имеет место до тех пор, пока пары не станут полностью или почти ионизованными. Вплоть до этого момента пары являются оптически плотными и излучение испускается с поверхности объема, занятого парами. Нагрев осуществляется посредством электрон-ионных и электрон-атомных соударений. Наконец, образуется столб полностью или почти ионизованной плазмы. В данных условиях пары становятся оптически тонкими; излучение теперь испускается из всего объема плазмы и состоит в основном из тормозного и циклотронного излучения электронов. Образовавшаяся плазма подчиняется теперь газовым законам, поскольку парциальное давление ионов мало. Однако при таких плотностях электрон-ионный нагрев будет происходить с некоторой интенсивностью до нескольких миллионов градусов. При высоких магнитных давлениях столб контрагирует и имеет место пинч-эффект. Если магнитное давление достаточно велико, сжатие столба плазмы наступит еще до заметного влияния эффектов, связанных с вырождением электронов. Это, конечно, зависит от того, разовьются ли неустойчивости. Поверхностные разряды не должны происходить при пониженных температурах.

Для лития переход к оптически тонкому режиму может произойти при температурах порядка $(2-3) \cdot 10^6$ °К [10]. Эффекты электронного вырождения становятся превалирующими при следующих температурах и плотностях:

Температура, °К	Плотность, г/см ³
10^5	2,3
10^6	72,5
10^7	2300

Возможно, что столб может частично нагреваться за счет пинч-эффекта. Интересно отметить, что при столь высоких плотностях наступает заметное перекрытие потенциальных минимумов и высота кулоновского барьера уменьшается.

Катценштейн [11] получал пинч на взрывающейся проволочке, однако проволочка взрывалась и значительно расширялась еще до того, как токи становились достаточно большими для образования пинча. До этой стадии имело место значительное расширение паров. По-видимому, в экспериментах такого типа неустойчивости могут развиваться легче.

Выводы

1. Динамика расширения паров в период первичной проводимости взрыва серебряных и медных проволочек (класс I) находится в согласии со сверхзвуковой моделью во всем диапазоне изученных экспериментальных условий.

2. Расчетное удельное сопротивление в функции энергетической плотности ведет себя в соответствии с общей зависимостью, т. е. имеет положительный энергетический коэффициент. Удельное сопротивление и его энергетический коэффициент при плотностях энергии, превышающих точку плавления, значительно ниже справочных значений (при давлении 1 атм).

3. Динамика расширения паров в течение фазы первичной проводимости для молибденовых проволочек во всем диапазоне изученных условий согласуется с абляционной моделью, до тех пор, пока к материалу не будет подведено примерно $2/3$ скрытой теплоты испарения.

4. Расчетное удельное сопротивление молибдена как функция плотности энергии следует общей зависимости с небольшим положительным энергетическим коэффициентом. Обе величины после окончания расплавления значительно ниже справочных значений. После начала испарения наблюдаемый энергетический коэффициент удельного сопротивления убывает с ростом подводимой энергии.

5. Заниженное удельное сопротивление, по-видимому, в основном определяется влиянием давления, т. е. при высоких давлениях после завершения расплавления наступает насыщение.

6. Предложенная схема классификации взрывов проволочек основана на рассмотрении различных уровней удельной мощности. Классификация относится к проволочкам, тонким по сравнению с глубиной проникновения тока. Описанные здесь эксперименты попадают в категорию быстрых взрывов, в которых преобладает кинетическое давление. В течение процесса взрыва могут выполняться условия, соответствующие либо абляционной, либо сверхзвуковой модели. Предполагается возможность существования сверхбыстрого режима, свойства которого заметно отличны от быстрого режима. В сверхбыстром режиме преобладает магнитное давление.

ЛИТЕРАТУРА

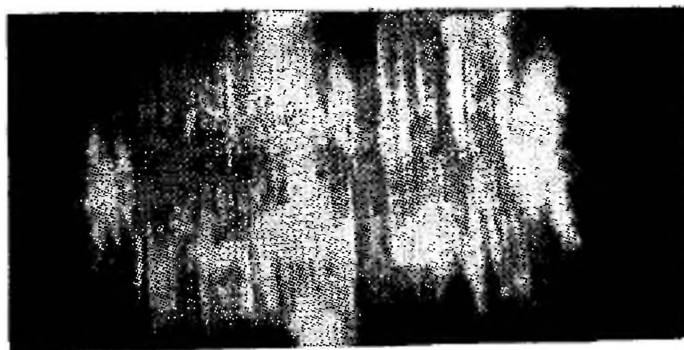
1. Уэбб Ф., Чейз Н., Эрнстин М., Таллеструп А., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 34.
2. Stull D. R., Sinke G. C., Thermodynamic Properties of the Elements, *Am. Chem. Soc.* (1956).
3. Keilhacker M., *Z. Angew. Phys.*, 12, № 2, 49—59 (1960).
4. Андерсон Г., Нейлсон Ф., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 88.
5. (a) Gerritsen N., *Metallic Conductivity — Experimental Part*, *Handbuch der Physik*, vol. XIX, Springer-Verlag, p. 137, 1956.
(б) *Handbook of Chemistry and Physics*, Chemical Rubber Co., N. Y., 1960.
6. Molmud P., *Phys. Fluids*, 3, 362 (1960).
7. Tucker T. J., *J. Appl. Phys.*, 32, 1894 (1961).
8. Chase W. G., Levine M. A., *J. Appl. Phys.*, 31, 1298 (1960).
9. Лохте-Хольтгревен В., сб. «Получение и исследование высокотемпературной плазмы», ИЛ, 1962.
10. Burkhardt H., Stuttgart (частное сообщение).
11. (a) Катценштейн Дж., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 123; (б) NSF Report (не опубликовано).

РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ СТРАТАМИ В «ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОМ УЗОРЕ» ВЗРЫВАЮЩИХСЯ ПРОВОЛОЧЕК

Г. Арнольд, У. Конн

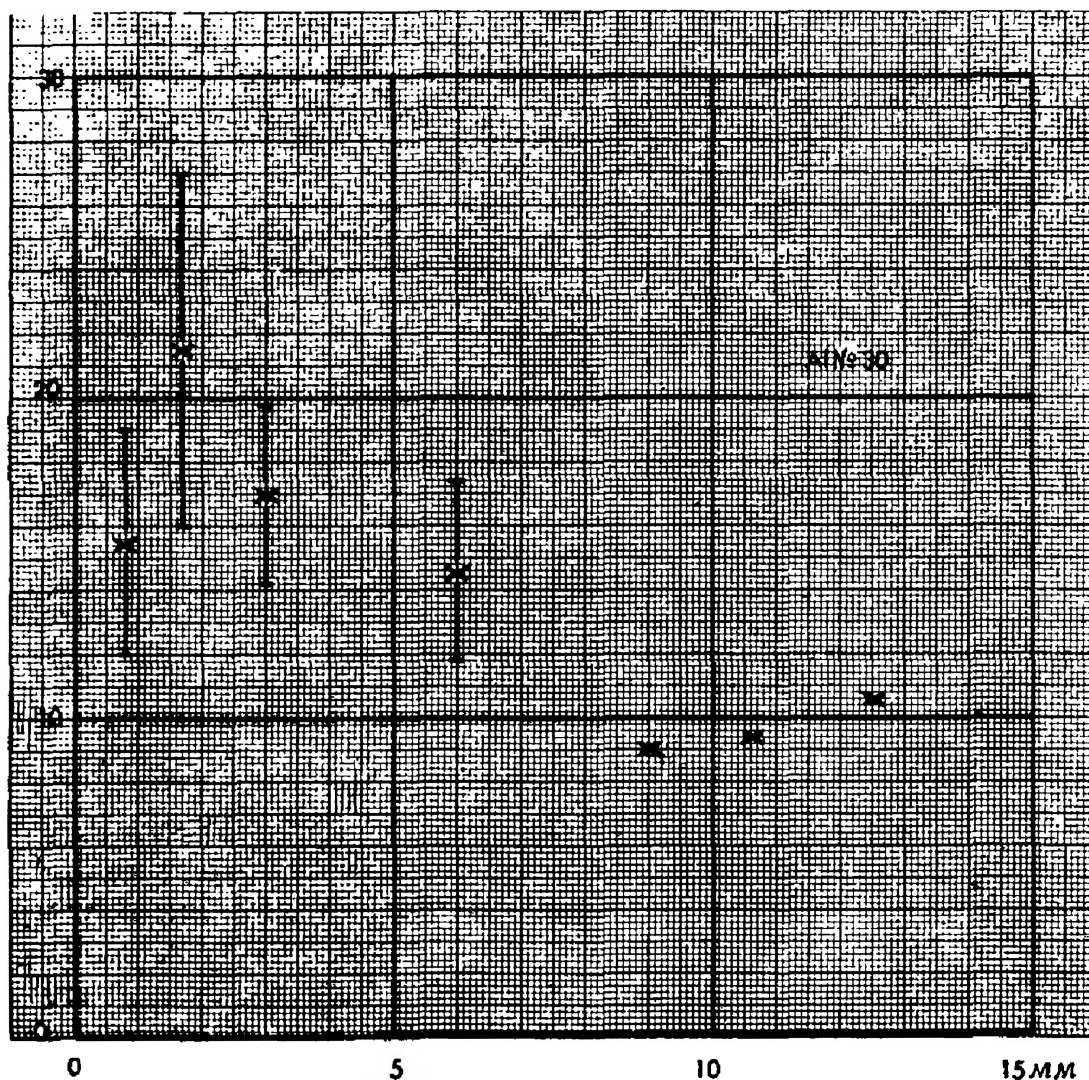
На стеклянной пластинке, помещаемой около взрывающейся проволоочки, оседают металлические пары в виде определенного «характеристического узора». Налет металла при этом неоднороден и образует систему страт (фиг. 1). Число этих страт может изменяться в значительных пределах. Для исследования этого явления были проведены промеры примерно 150 «узоров», полученных в работе [1] при различных параметрах взрыва: диаметр и материал проволоочки, расстояние проволоочки от стекла, давление (вакуум). Параметры электрической цепи поддерживались неизменными: емкость 1,9 мкф, длина искрового промежутка 5,0 мм, максимальное напряжение 17,5 кв, свободная длина проволоочки 30 мм. Расстояния между стратами измерялись с помощью компаратора с микроскопом.

Сначала был исследован характер стратификации в зависимости от расстояния между проволоочкой и пластинкой. В качестве характеристики брали полное число страт на пластинке, полученное за один взрыв. В случае алюминиевой проволоочки диаметром 0,16 мм максимум был обнаружен на расстоянии 0,18 мм (фиг. 2). Полное число страт убывает при увеличении расстояния, потому что выпускаемые проволоочкой пары не идут точно в направлении нормали к поверхности проволоочки; расходимость пучка размывает некоторые детали в структуре страт. С другой стороны, при очень малых расстояниях между проволоочкой и пластинкой кинетическая энергия паров очень велика и они отражаются от поверхности пластинки, оседая в другом месте. Это также приводит к потере четкости в картине страт. Таким образом, оптимальное расстояние оказывается зависящим от кинетической энергии, т. е. практически от каждого параметра, изменявшегося при экспериментах. Большинство экспериментов было проведено на расстоянии 3 мм.



Фиг. 1. «Характеристический узор», оставленный при взрыве серебряной проволоочки на стеклянной пластинке.

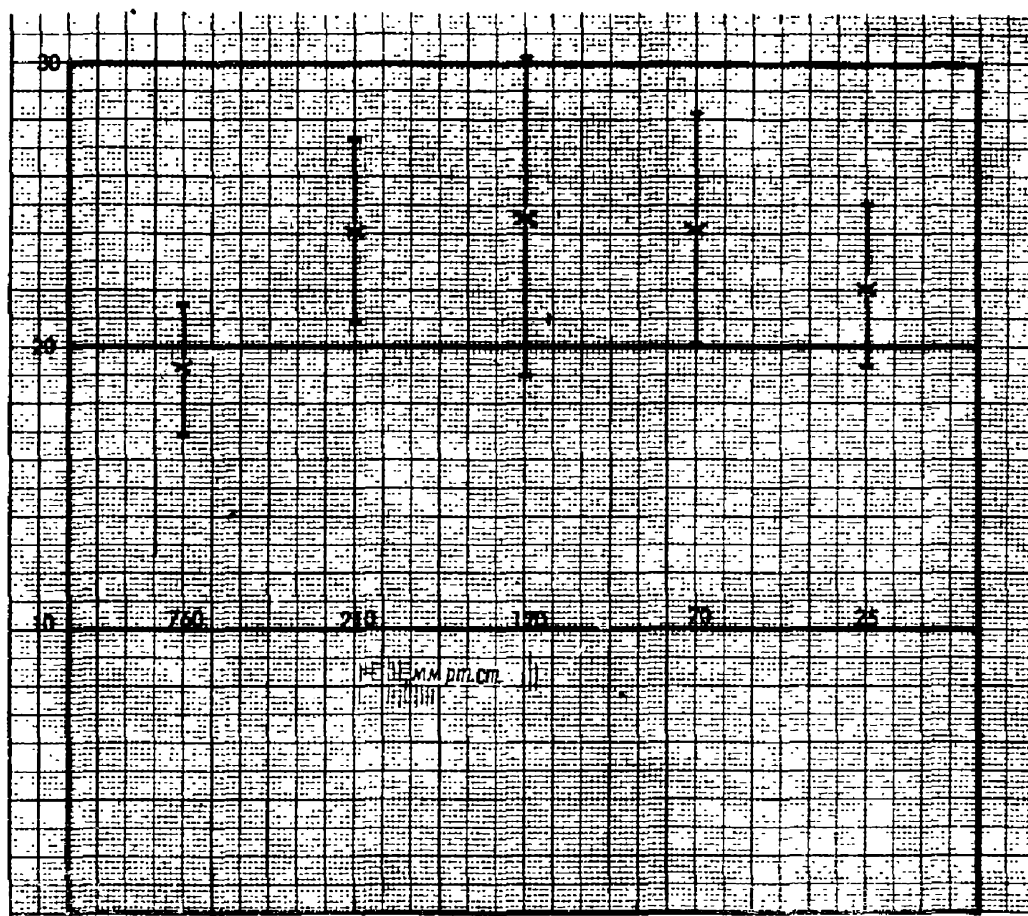
Емкость 1,9 мкф; искровой промежуток 5,0 мм; максимальное напряжение 17,5 кв; диаметр проволоочки 0,16 мм; расстояние от проволоочки до стеклянной пластинки 3,0 мм; свободная длина проволоочки 30,0 мм; давление 120 мм рт. ст.



Фиг. 2. Полное число страт как функция расстояния от проволоочки до стеклянной пластинки.

Несколько опытов, выполненных с меньшими расстояниями, с целью набора статистики были отнесены к этим экспериментам.

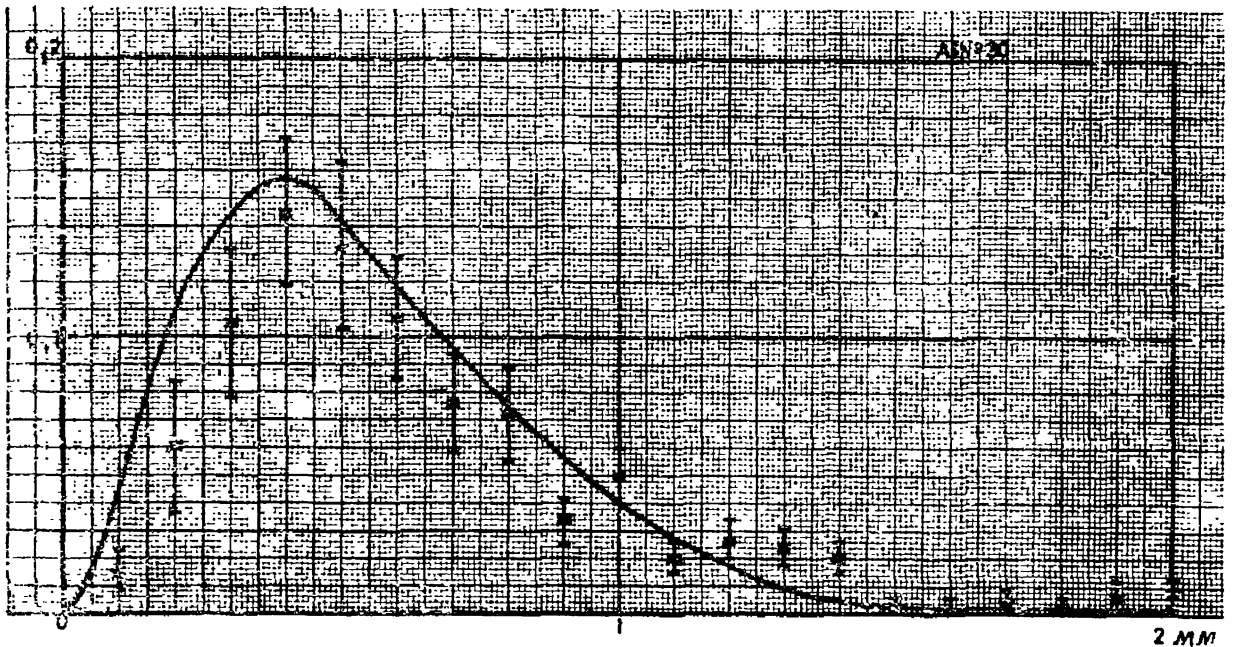
Аналогично была исследована зависимость от давления воздуха. В дальнейшем будет показано, что число



Фиг. 3. Полное число страт как функция давления воздуха.

страт в диапазоне 210—70 мм рт. ст. (фиг. 3) постоянно и меньше, чем при 760 мм рт. ст. Это может свидетельствовать о развитии турбулентности или же о том, что столкновение паров с молекулами воздуха повышает дисперсию первых. Убывание числа страт на пластинке при уменьшении давления до 25 мм рт. ст. не столь определенно, чтобы его особо обсуждать. В дальнейшем рассмотрении исключены опыты, выполненные при давлениях выше 210 мм рт. ст.

Далее был проведен анализ расстояний d между стратами. На фиг. 4—10 представлена функция распределения расстояний между стратами в зависимости от d . Эта функция нормализована таким образом, что полное число учтенных расстояний равно единице. Функция



Фиг. 4.

$N(d)$, полученная таким образом, может быть аппроксимирована выражением

$$N(d) = c_1 d^2 \exp(-c_2 d), \quad (1)$$

где

$$c_1 = \frac{c_2}{2} \quad (2)$$

в соответствии с нормировкой. Наиболее часто встречающееся расстояние d_{fr} связано с константами следующим образом:

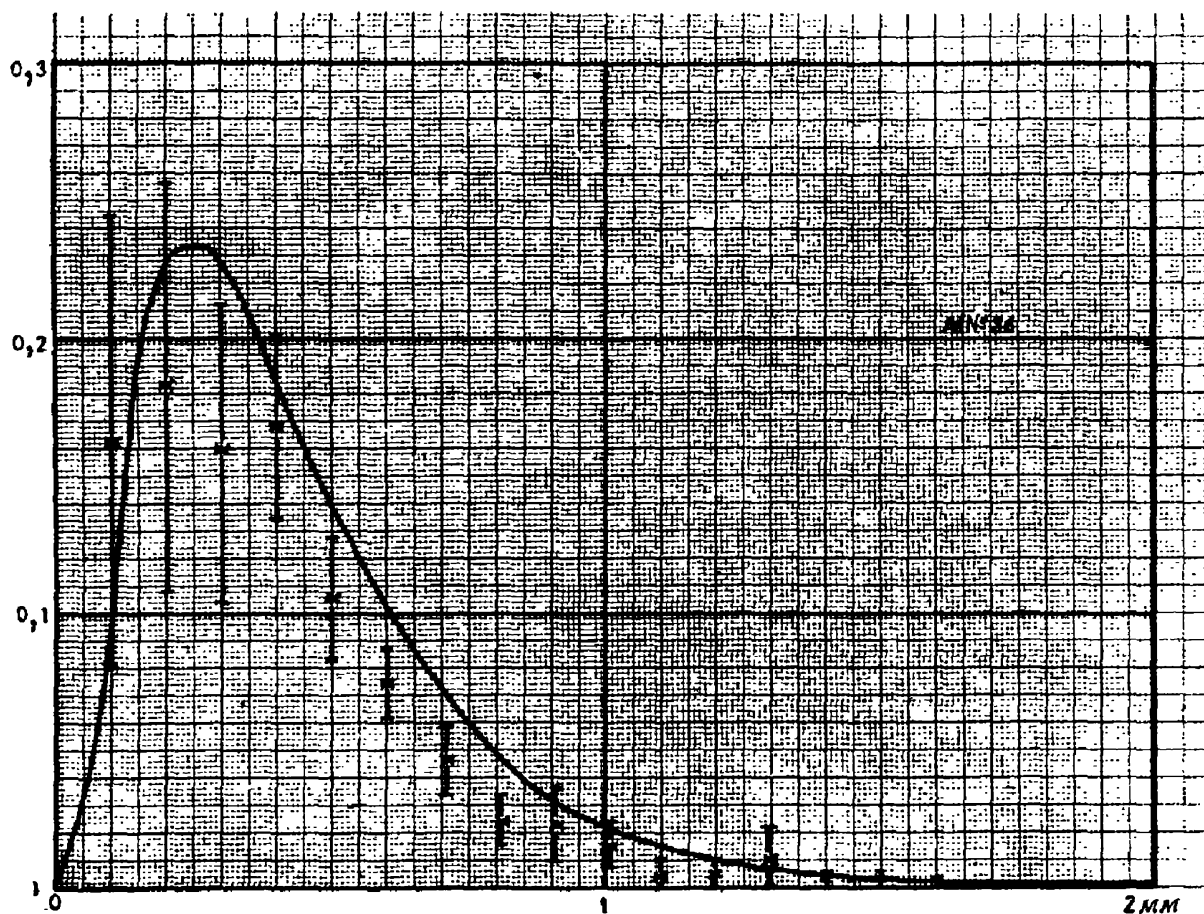
$$d_{fr} = \frac{2}{c_2}. \quad (3)$$

Число проведенных экспериментов, а также количество страт, показывающих резкие отклонения и точность анализа, приведены в таблице.

Материал	Диаметр, мм	Число экспериментов	Число страт	Число страт на пластинке	Суммарная длина страт на пластинке, мм	Среднее расстояние между стратами, мм	σ_z^{-1} мм ⁻¹
Al	0,25	25	428	$17,1 \pm 2,3$	$1,6 \pm 0,2$	0,4	5
	0,13	6	321	$53,5 \pm 11,2$	$0,54 \pm 0,09$	0,25	8
Ag	0,16	22	843	$38,3 \pm 4,2$	$0,75 \pm 0,08$	0,3	7
	0,08	10	213	$21,3 \pm 3,3$	$1,29 \pm 0,16$	0,25	8
Cu	0,23	10	184	$18,4 \pm 3,1$	$1,47 \pm 0,19$	0,5	4
	0,20	15	268	$17,9 \pm 2,8$	$1,51 \pm 0,19$	0,3	7
	0,08	14	287	$20,5 \pm 2,9$	$1,33 \pm 0,15$	0,25	8

Если бы процесс формирования каждой страты был независимым, то наиболее часто встречаемое расстояние определялось бы средним числом страт, наблюдаемых в одном эксперименте, т. е. в этом случае имело бы место нормальное распределение около среднего значения, определяемого длиной проволоочки, деленной на полное число страт плюс 2 (это соответствует концевым точкам проволоочки). Эксперимент не подтверждает такой закономерности. Параметр d_{fr} , взятый с диаграмм, не зависит от полного числа страт на пластинке. Одно и то же d_{fr} можно обнаружить для случаев, в которых полное число страт отличается примерно в 2 раза, а само d_{fr} в 2—4 раза меньше расчетного. Таким образом, должен существовать механизм, при котором в окрестности каждой страты образуется еще одна страта. Ниже будет сделана попытка дать некоторое объяснение наблюдаемой функции распределения. Рюденберг [2] провел количественный расчет процесса взрыва проволоочки при следующих предположениях: проволоочка нагревается электрическим током; в середине ее температура достигает точки плавления и она начинает плавиться. Обе фазы существуют одновременно: жидкая вдоль всей проволоочки и твердая во внешней сфере. Спустя некоторое время внешняя сфера исчезает и вся проволоочка оказывается в жидкой фазе. После этого

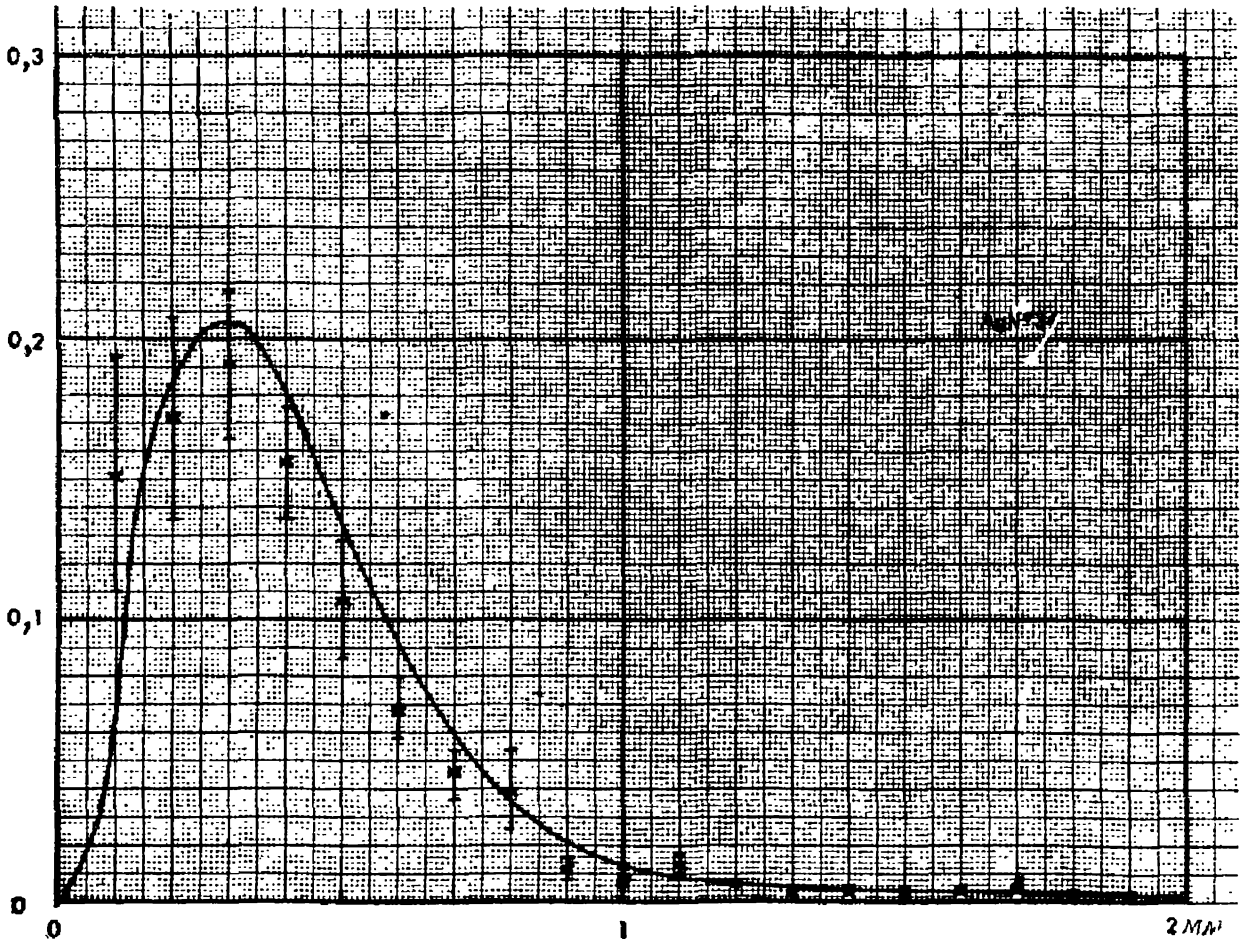
проводник разрушается и происходит взрыв. Эта теория не учитывает влияния фазовых превращений. Хорошо известно, что фазовые переходы по термодинамической



Фиг. 5.

статистике являются разрывными процессами. При образовании новой фазы необходима энергия в количестве, несколько большем, чем требуется для образования частиц критического размера [3]. Частицы, не достигшие критического размера, стремятся «раствориться» в исходной фазе ввиду относительного возрастания свободной энергии за счет поверхностных процессов. Если, однако, при каких-либо флуктуациях все же образуются частицы критических размеров, то далее они продолжают расти уже спонтанно. В рассматриваемом эксперименте образуются маленькие капли жидкого металла.

Вид функции распределения, обсуждавшийся выше, показывает, что такие капли способны концентрировать энергию в непосредственной близости. Полученная сфера будет действовать как оптическая система для волны, если скорость волны изменяется при прохождении

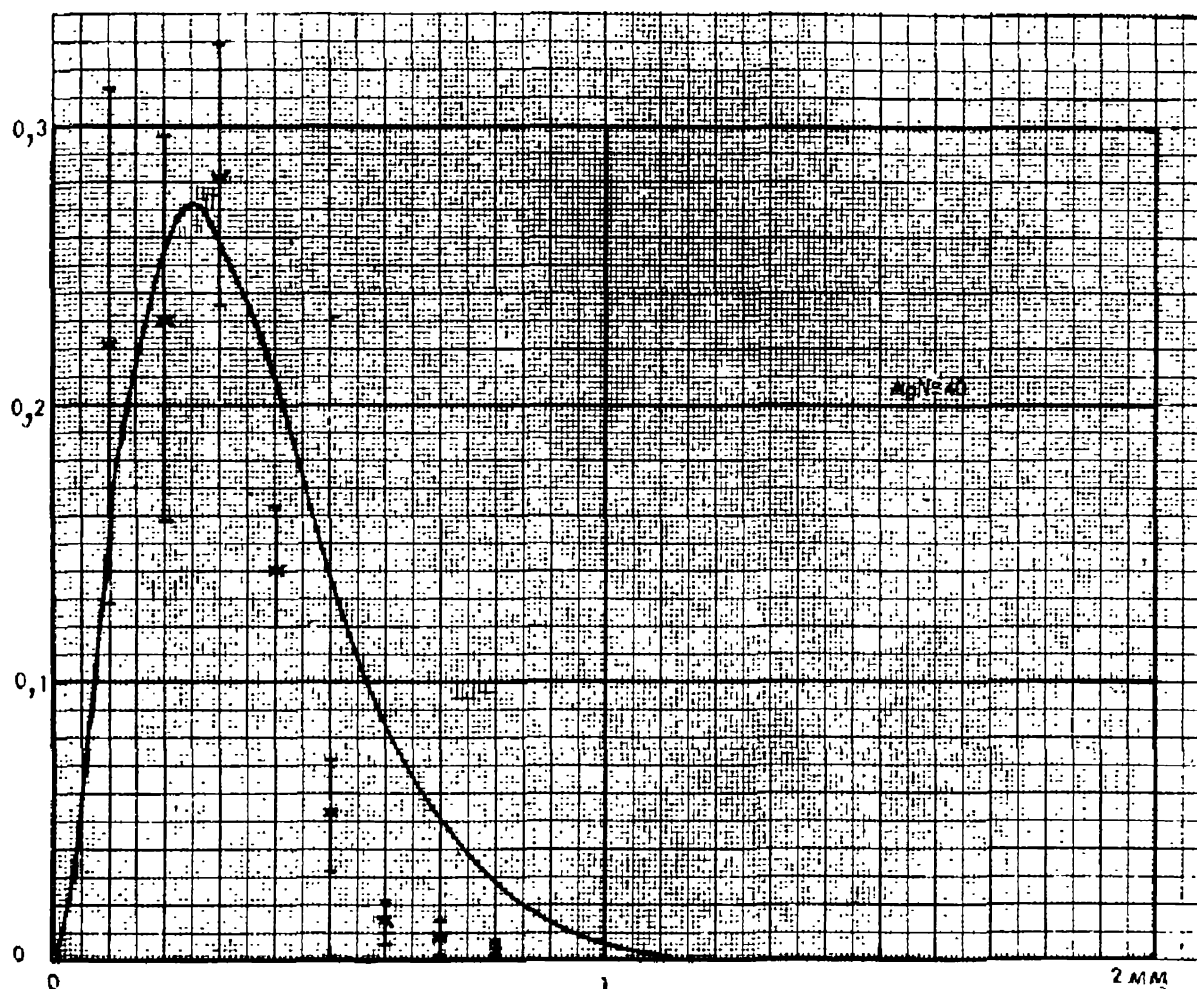


Фиг. 6.

через сферу. Условие фокусировки «линзой» заключается в том, чтобы скорость внутри сферы была меньше, чем в окружающей среде. Однако обычно скорость в жидкости оказывается больше, чем в твердом веществе, вследствие более высокой плотности последнего.

Этот аргумент не справедлив в случае аномальной дисперсии. К сожалению, авторам не известны точные измерения оптических постоянных металлов в условиях, имеющих место при взрыве проволоочки. Есть, однако, некоторые соображения, указывающие, что сдвиг в зна-

чениях оптических постоянных весьма вероятен. Внутренняя энергия в жидкой фазе больше, чем в твердой. Высшие электронные уровни будут заселены, так что поглощение излучения малых частот делается более вероятным. Однако одновременно будет наблюдаться также сдвиг уровней энергии к низшим значениям. Об



Фиг. 7.

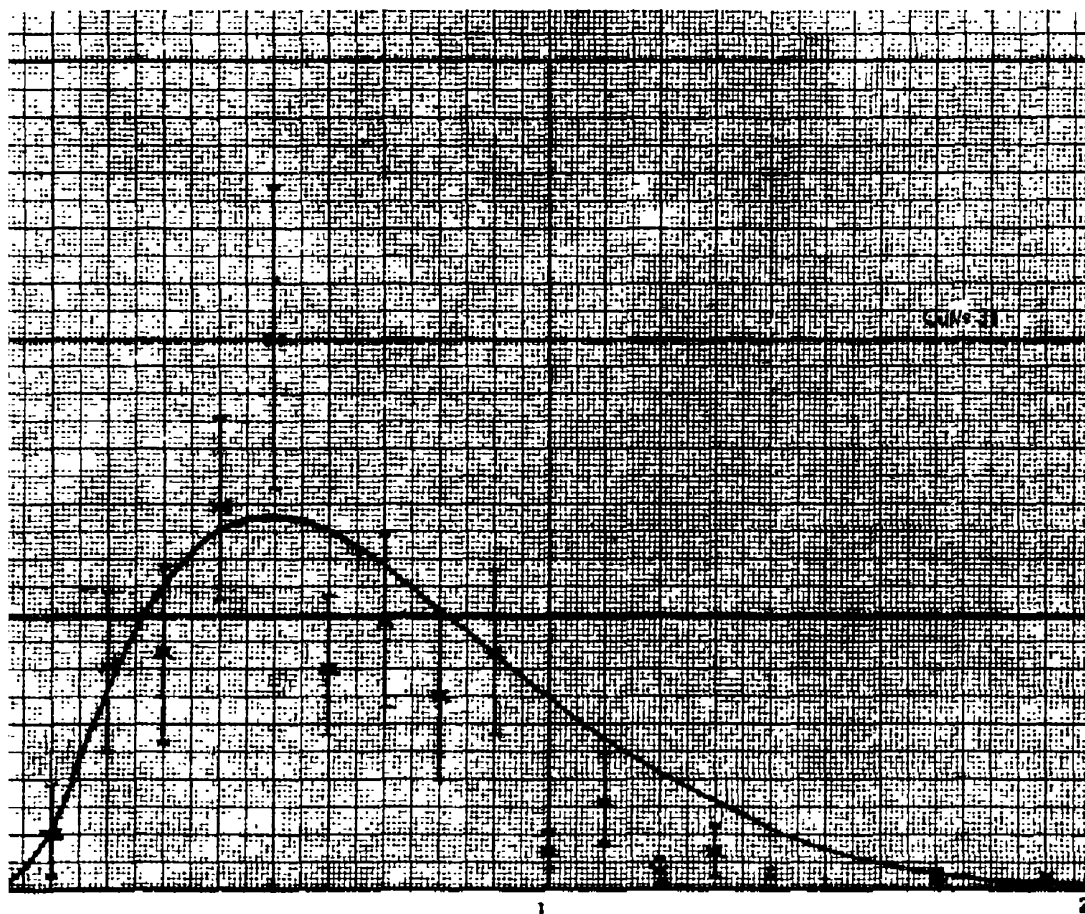
этом свидетельствуют расчеты и измерения в случаях кристаллов с решеткой типа NaCl [4]. Поэтому можно полагать, что в очень далекой инфракрасной области проявится аномальная дисперсия, вследствие чего могут значительно возрасти оптические постоянные.

Рассмотрим теперь поглощение, связанное с аномальной дисперсией, которая приводит к сокращению

расстояния, на котором наиболее вероятен обмен энергией. Расчеты в этом случае достаточно просты: капля радиусом r имеет фокус в точке на расстоянии d

$$\frac{1}{d} = \frac{\Delta n}{r}, \quad (4)$$

где Δn — изменение оптических постоянных. Энергия, проходящая через каплю, пропорциональна ее попереч-



Фиг. 8.

ному сечению и поглощается таким образом, что на расстоянии d составляет

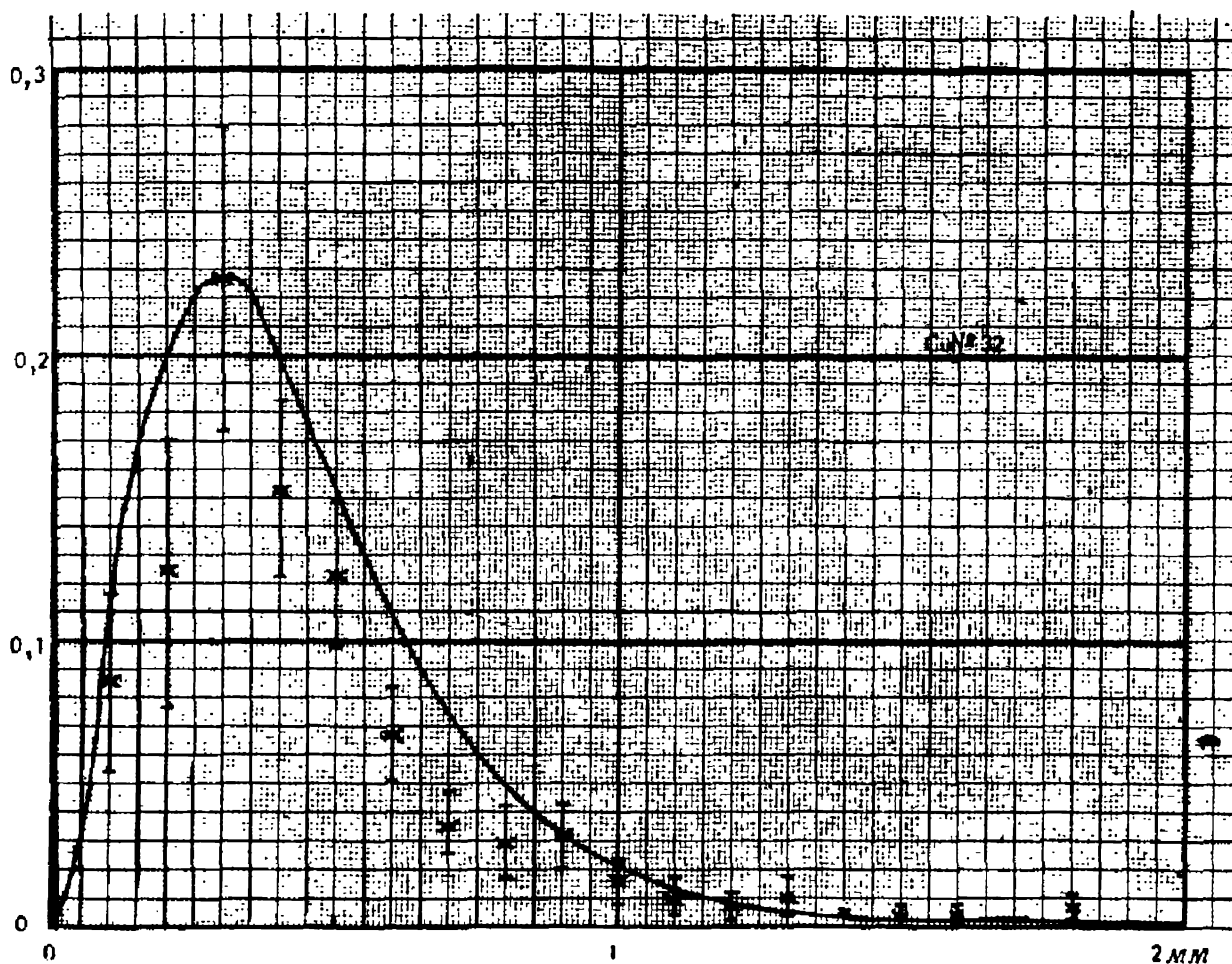
$$I \sim \pi r^2 \exp(-c_2 d). \quad (5)$$

Эта энергия может инициировать новый фазовый переход. Поэтому она пропорциональна вероятности обна-

ружения поблизости новой капли. Используя выражения (4) и (5), получим ¹⁾

$$w(d) \sim (d\Delta n)^2 \exp(-c_2 d). \quad (6)$$

Это та же функция распределения, которая была найдена экспериментально. При выводе этого соотношения

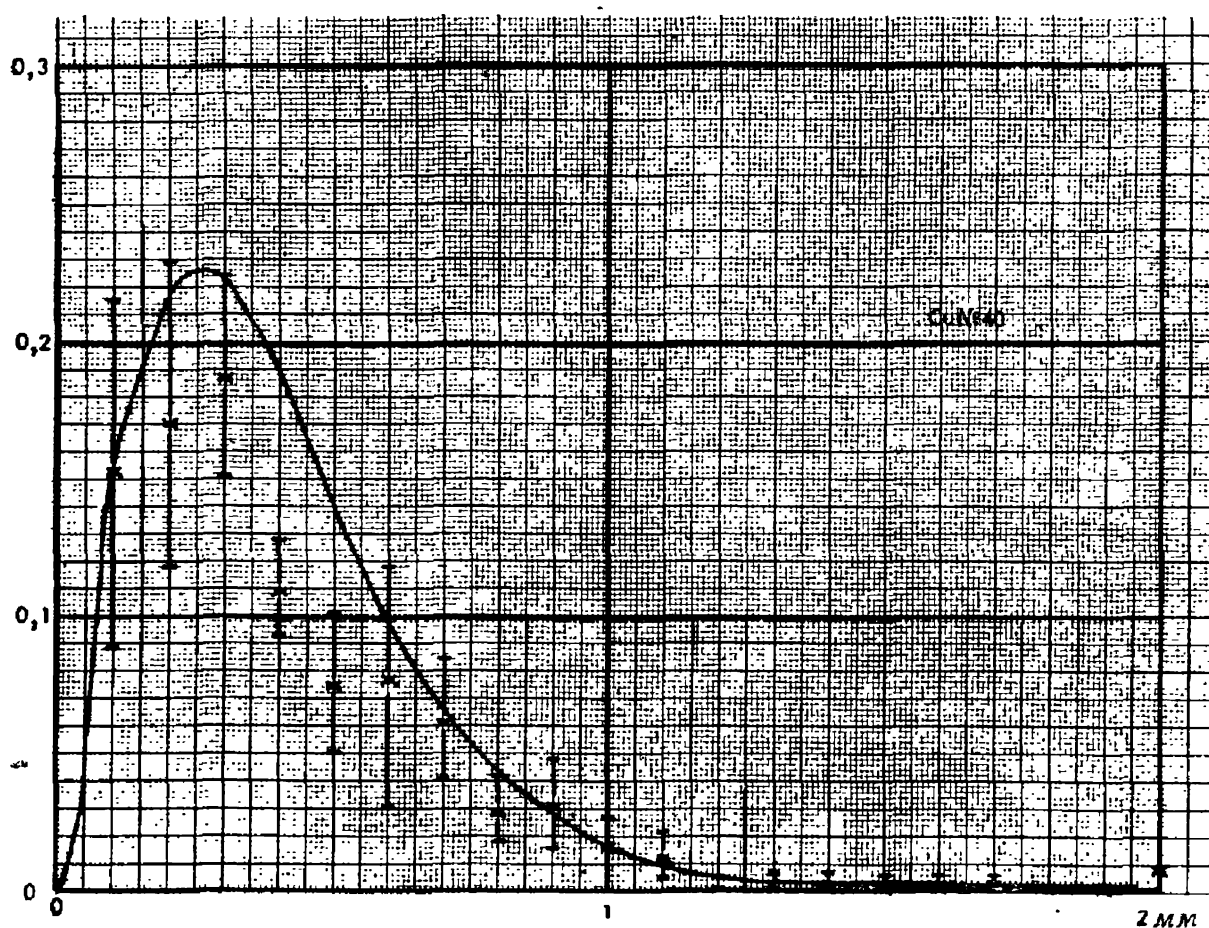


Фиг. 9.

не учитывалось отражение, которое может иметь место на поверхности сферы, и толщина капель. Последнее привело бы к некоторой модификации формулы, которая, однако, не имеет большого значения, поскольку рассматриваются лишь пропорциональные величины, да и сами эксперименты не достаточно точны, чтобы имело смысл обсуждать такие малые эффекты.

¹⁾ В оригинале в формуле (6) допущена опечатка. — Прим. ред.

Теперь можно рассмотреть коэффициенты поглощения, получаемые экспериментально. Как видно из таблицы, они лежат в пределах $4\text{--}8\text{ мм}^{-1}$. Это почти соответствует коэффициентам поглощения обычного черного стекла в области видимого света, однако для металла



Фиг. 10.

в области сильного поглощения соответствующие коэффициенты гораздо больше: они могут доходить до $80\,000\text{ мм}^{-1}$. Таким образом, можно сказать, что рассмотренное выше излучение может иметь длину волны около $0,01\text{ мм}$.

Из эксперимента следует, что коэффициент поглощения зависит от диаметра проволоочки. В этом нет ничего неожиданного. Максвелловская теория дает такую зависимость для металлических проводников; в данной

работе не принимается во внимание пинч-эффект. Это может изменить давление в проволочке и повлиять на оптические свойства.

Рассмотренные стоячие волны сами по себе не могут объяснить приведенную ранее функцию распределения. Вклад отдельных линий в сплошной спектр невелик, и условия получения стоячих волн весьма специфичны, так что существование последних маловероятно и энергия, которая может быть сфокусирована в маленьком пятне, невелика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Конн, сб. «Получение и исследование высокотемпературной плазмы», ИЛ, 1962, стр. 135.
2. R ü d e n b e r g R., *Transient Performance of Electric Power Systems*, McGraw-Hill, N. Y., 1950, p. 445.
3. T u r n b u l l D., *Solid State Physics*, vol. III, F. Seits and D. Turnbull (eds.), Academic-Press, N. Y., 1956, p. 256.
4. B a n s i g i r K. G., L y e n g a r K. S., *Acta Cryst.*, 14, 727 (1961).

ВЗРЫВАЮЩИЕСЯ ПРОВОЛОЧКИ — ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*И. Витковский, П. Бей, У. Фауст, Р. Фулпер,
Г. Ливитт, Дж. Шипман*

Введение

Электрический взрыв металлических проводников в вакууме во многих отношениях отличается от взрывов в газах при атмосферном давлении. Одной из отличительных особенностей взрывов проводников в вакууме¹⁾ является рентгеновское излучение. Диагностика рентгеновского излучения объясняет основные процессы, обуславливающие излучение, а именно взаимодействия сильных электрических полей с ионизованным веществом взрывающихся проводников. Цель настоящей работы — изучение методов получения рентгеновского излучения, достаточного для исследования этих процессов, получение некоторых характеристик рентгеновского излучения и установление их связи с электрическими характеристиками взрывающихся проводников.

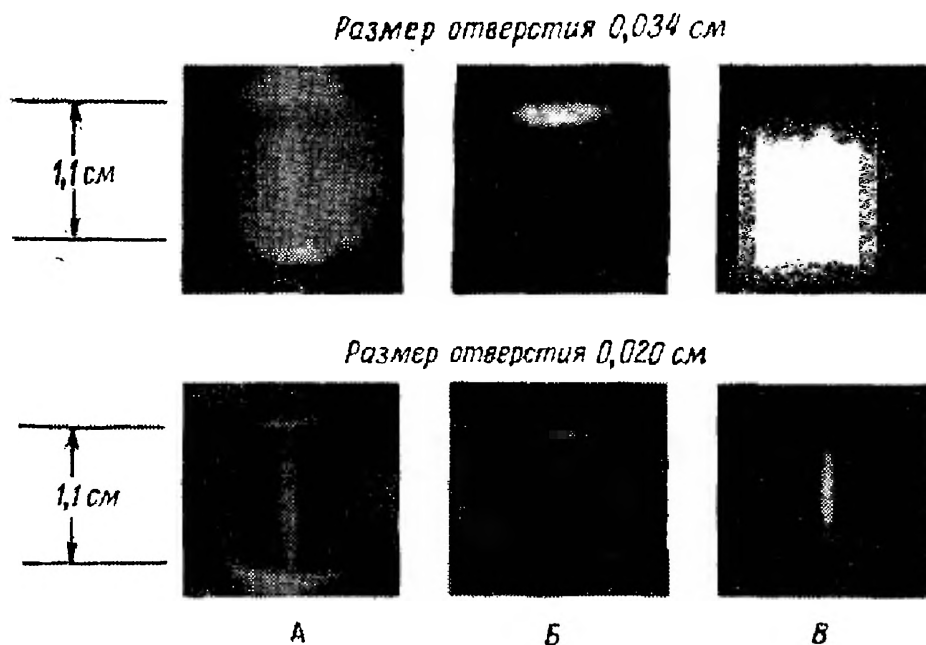
I

Ниже описан простой эксперимент, в котором исследовалось рентгеновское излучение от взрывающихся проводников. Использовалась электрическая батарея аккумуляторов, описанных ниже. В отверстие взрывной камеры вставлялся небольшой кусок фотопленки, завернутый в бериллиевую фольгу. В камере, куда помещалась алюминиевая проволока длиной 1,5 см и диаметром 0,075 мм, создавался вакуум и проволока взрывалась. Было обнаружено, что часть пленки, подвергавшейся действию излучения (в бериллиевой обертке), оказалась заметно затемненной. Такой же эксперимент был проведен при атмосферном давлении; потемнения фотопленки не было обнаружено. Таким образом, следует показать, что потемнение пленки вызвано рент-

¹⁾ Другой особенностью является, например, видимое отсутствие явления паузы тока [1].

геновским излучением, а также определить продолжительность излучения, его спектральные характеристики и пространственное распределение.

Для исследования вопроса о распределении источников излучения была применена камера обскура (камера с маленьким отверстием), при помощи которой наблюдалось рентгеновское излучение взрывающегося проводника и поддерживающих электродов. На фиг. 1 представлены фотографии, полученные с такой камерой.



Фиг. 1. Фотографии, полученные с камерой обскура.

Верхний ряд снимков получен при помощи камеры с диаметром отверстия 0,034 см, нижний — с диаметром отверстия 0,020 см. На снимке А фиг. 1 изображены электроды и взрываемый полый цилиндр диаметром 1,0 мм. Снимок сделан в видимом свете камерой, находящейся в том же положении, что и при взрыве. Отличие снимка А от последующих снимков Б и В состоит в том, что в последних двух случаях камера обскура была экранирована бериллиевой фольгой толщиной 0,025 мм для того, чтобы преградить путь видимому свету и в то же время пропустить возможно больше рентгеновское излучение. На фотографии Б дано

изображение взрыва алюминиевой проволоочки диаметром 0,076 мм, закрепленной между двумя электродами таким же образом, как и цилиндр на снимке А. Видно изображение одного из электродов (первоначально положительного), ответственного за наиболее мощное рентгеновское излучение. Подобная картина наблюдается в стандартных импульсных рентгеновских трубках, когда один из электродов при бомбардировке электронами испускает рентгеновские лучи с максимумом энергии, соответствующим приложенному напряжению. Однако сходство неполное, так как при облучении фотопленки (тип G) рентгеновскими лучами, пропущенными через тонкую серебряную фольгу, наблюдалась лишь незначительная доля излучения с энергией выше 10 кэв, в то время как приложенное напряжение превышало 150 кэв.

В настоящее время создается модель взрывающегося проводника, которая объясняет относительную мягкость анодного излучения. Эта модель распространяется на случай взрывающихся полых цилиндров для того, чтобы объяснить различие в распределении источника рентгеновского излучения при взрыве цилиндров и проволочек. Основное предположение при создании модели было сделано относительно механизма рентгеновского излучения. Считалось, что электроны, появившиеся в самом начале процесса из-за ионизации, ускоряются электрическим полем, приложенным к проволочке, а затем замедляются из-за соударений с почти покоящимися ионами взрывающегося вещества. Замедление сопровождается излучением свободно-свободного и свободно-связанного типов. Так как вещество расширяется, среднее расстояние между соударениями увеличивается (в различной степени в разных частях взрыва), что приводит к значительному росту энергии электронов. Однако, поскольку прилагаемое напряжение падает с уменьшением плотности, имеется область¹⁾ оптимальной плотности, в которой при данных напряжении и

¹⁾ В работе [2] приведены данные об изменении плотности взрывающихся проволочек из алюминия диаметром 0,076 мм при подводимой мощности 400 Дж/см в интервале $0 - 2 \cdot 10^{-7}$ сек.

токе возникает максимум мощности рентгеновского излучения.

Применим теперь эту модель для объяснения распределения источника, изображенного на фиг. 1, Б. Излучение из области электрода оказывается мягче из-за того, что незначительное число электронов может пройти всю длину проволочки без соударений, и поэтому энергия электронов не может увеличиться на величину приложенного потенциала. Число соударений электронов с ядрами в проволочке на единице видимой площади оказывается значительно меньше, чем в электроде, так как плотность проволочки падает, а плотность электрода остается постоянной. Этот результат наводит на мысль о том, что для получения интенсивного рентгеновского излучения из проволочки, достаточного для регистрации на фотопленке, необходимо как можно дольше поддерживать оптимальный режим плотности и напряжения. С целью увеличения интенсивности излучения проволочку окружали диэлектриком, оставляя узкую щель параллельно проволочке для наблюдения за рентгеновским излучением с помощью камеры обскура. В первом опыте рентгеновские лучи регистрировались по всей длине проволочки. Однако окружающий диэлектрик не позволяет использовать более одного канала для наблюдения взрыва. В связи с этим была предложена другая схема, в которой поддерживалась достаточно высокая плотность в течение необходимого времени. Взрывался полый алюминиевый цилиндр радиусом 0,5 мм и толщиной стенок 0,015 мм (его масса соответствует алюминиевой проволочке диаметром 0,0076 см). Полученный результат изображен на фотографии фиг. 1, В, где видно, что источник рентгеновского излучения концентрируется в центре взрыва. Хорошо заметно отсутствие однородности вдоль оси взрыва, несмотря на то, что происходит некоторое смазывание изображения из-за конечной величины отверстия камеры (диаметр 0,34 мм). Расстояние от объекта до отверстия для всех трех фотографий фиг. 1 равно 2,9 см, а расстояние от отверстия до фотопленки — 0,9 см.

На фиг. 2 в качестве дополнительного примера приведено изображение источника рентгеновского излуче-

ния для взрывающегося цилиндра, полученное с помощью камеры обскура. Для сравнения показан внутренний вид камеры перед взрывом. На этом снимке довольно хорошо видна аксиальная неоднородность.

Плотность изображения (почернение) интенсивных взрывов дает приближенное минимальное значение



Ф и г. 2. *а* — изображение взрывающегося цилиндра — источника рентгеновского излучения; *б* — изображение цилиндра и электродов в видимом свете.

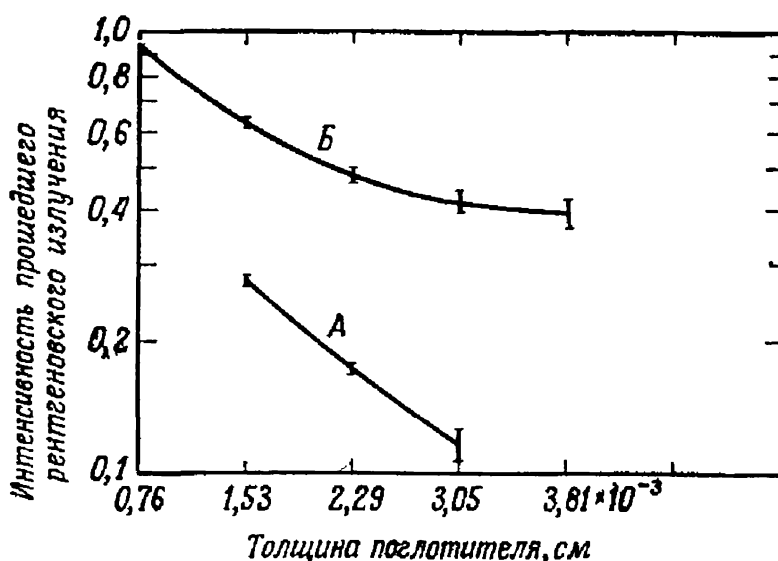
энергии рентгеновского излучения, падающего на отверстие камеры, порядка 30 эрг/см^2 . Это значение было вычислено в предположении, что плотность изображения больше единицы. Реакция пленки (тип G) в области $2 - 44 \text{ \AA}$ указывает на то, что необходимая энергия, падающая на поверхность пленки, составляла по крайней мере 1 эрг/см^2 .

II

После того как было показано, что полые цилиндры малого диаметра могут создавать достаточные потоки рентгеновских лучей, исследование свелось к изучению взрывающихся цилиндров, так как они доступнее для наблюдения и более удобны для трактовки различных физических явлений, чем взрывающиеся твердые проволочки, заключенные в диэлектрик.

Для определения эффективной энергии рентгеновского излучения при взрывах полых цилиндров использовались поглощающие фольги, которые помещались

перед пленкой (тип G). Лишь ограниченное число данных, полученных с помощью этой техники, оказывается пригодным, так как, во-первых, было установлено, что только небольшие площади (менее 1 см^2) могут быть подвергнуты достаточно однородному облучению и, во-вторых, область почернения пленки (тип G) ограничена



Фиг. 3. Зависимость интенсивности прошедшего рентгеновского излучения от толщины алюминиевого поглотителя.

А — начальное напряжение 300 кв; Б — начальное напряжение 320 кв.

предположением о линейной связи $H — D$ (так как действительную связь $H — D$ невозможно учесть). Предполагалось, что почернение пленки пропорционально энергии рентгеновского излучения, прошедшего через поглощающие фольги. На фиг. 3 приведена зависимость интенсивности прошедшего излучения (по ординате логарифмическая шкала) от толщины алюминиевого поглотителя. Кривые соответствуют двум взрывам алюминиевого цилиндра. Ошибки прибора указаны в каждой точке. Тангенс угла наклона кривой А равен 565. Так как наклон кривой соответствует произведению коэффициента массовой абсорбции на плотность поглотителя, то энергию рентгеновских квантов можно определить из таблиц значений коэффициента массовой абсорбции в зависимости от длин волн в предположении

монохроматичности излучения. Энергия, вычисленная таким способом для случая кривой *A*, соответствует 5 кэв (2,5 Å) и 5—7,5 кэв — в случае кривой *B*, тангенс угла наклона которой изменяется от 525 до 175. Очевидным доказательством того, что регистрируемое рентгеновское излучение обладает энергией выше энергии *K*-перехода в алюминии (1,56 кэв), является эксперимент, показывающий, что в алюминии, помещенном в поток излучения от взрывающегося цилиндра, индуцируется *K*-флюоресценция.

III

Был исследован также процесс развития во времени рентгеновского излучения от взрывающегося цилиндра и установлена связь с электрическими характеристиками (скоростью изменения тока, протекающего через цилиндр, и падением напряжения на нагрузке, состоящей из цилиндра и переключателя). Ниже будет показано, что продолжительность импульса рентгеновского излучения очень мала.

Регистрирующая система состояла из пластических сцинтилляторов типа Пилот-Б с временем высвечивания $3 \cdot 10^{-9}$ сек. Использовались 14-диодные фотоумножители с временным разрешением $3 \cdot 10^{-9}$ сек типа RCA-6810 и RCA-7265, имеющие сходные характеристики. Сигнал с фотоумножителя подавался по коаксиальному кабелю с стирофлексовой изоляцией с пренебрежимо малым затуханием на осциллограф Тетроникс 517-А с постоянной времени $7 \cdot 10^{-9}$ сек. Перед сцинтиллятором устанавливались тонкие фольги, которые поглощали весь видимый свет и очень мягкие рентгеновские лучи. Система была тщательно проверена, чтобы убедиться, что нет никаких измеримых сигналов из-за нежелательных электромагнитных помех или утечек света.

На фиг. 4 представлены осциллограммы рентгеновского излучения от взрывающихся цилиндров, полученные одновременно на двух фотоумножителях. В качестве поглотителя между взрывающимися цилиндрами и сцинтиллятором использовалась бериллиевая фольга

толщиной 0,13 мм. Поверхность сцинтиллятора, подверженная действию радиации, имела форму круга диаметром 0,13 мм. Окно фотоумножителя находилось на расстоянии 12,5 см от источника. Фотоумножители располагались так, чтобы был виден внутренний цилиндр и концы электродов. На этих фотографиях видно, что сигналы, регистрируемые по двум каналам, повернутым

Канал 1
RCA 6810-A



Канал 2
RCA 7265



Фиг. 4. Осциллограммы интенсивности рентгеновского излучения, полученные при четырех взрывах, наблюдаемых с двух противоположных сторон; толщина бериллиевой фольги 0,13 мм; цена деления $5 \cdot 10^{-8}$ сек.

относительно друг друга на 180° , подобны по форме, но отношение их амплитуд изменяется от 0,95 до 1,6. Это указывает на пространственную анизотропию рентгеновского излучения, что также подтверждают снимки, сделанные при помощи камеры обскура одновременно с двух направлений.

Как уже отмечалось выше, значительные изменения (в радиальном направлении) наблюдаются вдоль длины взрыва. Этот факт в настоящее время затрудняет исследование рентгеновского излучения при помощи многоканальной техники. На первой паре кадров фиг. 4 видны два импульса рентгеновского излучения; на остальных

фотографиях импульсы одиночные и появляются в момент пробоя. Первый импульс начинается в момент пробоя, т. е. когда к проводнику приложено полное напряжение. Время между пиками порядка $8 \cdot 10^{-8}$ сек и соответствует продолжительности интервала между двумя пиками напряжения одинаковой полярности. На фиг. 4 видны значительные изменения амплитуд пиков от взрыва к взрыву. В настоящее время исключается возможность исследования рентеновского излучения с помощью повторных взрывов. Напряжение при взрыве, которое изменяется от 265 до 325 кв, лишь частично соответствует этим изменениям. Полуширина наиболее короткого импульса рентгеновского излучения составляет около $2 \cdot 10^{-8}$ сек.

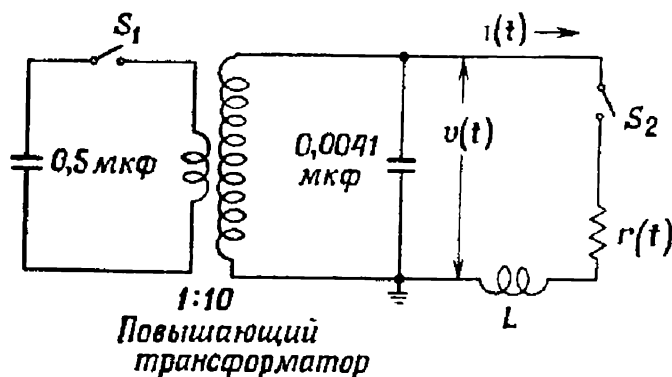
Чтобы получить правильную полуширину, из этой величины следует вычесть несколько наносекунд (учитывая постоянную времени системы). Полуширина первого пика определялась по скорости изменения величины тока di/dt при одном и том же уровне сигнала.

IV

Описанное выше явление взрыва проводников изучалось при помощи электрической аккумуляторной системы, схема и параметры которой приведены на фиг. 5. Энергия была запасена в конденсаторе первичного контура емкостью 0,5 мкф на напряжение 120 кв, который при помощи повышающего трансформатора (1:10) был параллельно соединен с конденсатором вторичного контура емкостью 0,0041 мкф. Этот конденсатор импульсно заряжался до напряжения 300—400 кв и при замыкании цепи ключом S_2 (фиг. 5) разряжался через нагрузку W . Частота разрядки ~ 12 Мгц значительно превосходила частоту зарядки ~ 200 кгц. Во время взрыва измерялись две электрические характеристики цепи. Мгновенное напряжение $v(t)$ на взрывающемся проводнике и ключе S_2 измерялось с помощью комбинированного резистивно-емкостного делителя напряжений (фиг. 5). Для измерения величины di/dt , которая затем интегрировалась с целью определения тока $i(t)$, использовался маленький экранированный одновитковый контур. Макси-

мальные значения напряжения, тока и скорости изменения тока составляли соответственно 350 кв, $5 \cdot 10^4$ а и $6 \cdot 10^{12}$ а/сек. Величина запасенной энергии, соответствующая этим значениям, оказалась равной 250 дж.

Приведенные выше измерения могут быть использованы для определения мощности, подводимой к взрываемому проводнику, как функции времени при условии



Фиг. 5. Схема электрической цепи, применяемой для взрывающихся проводников.

$v(t)$ снимается с делителя напряжений; $di(t)/dt$ снимается с одновиткового контура; $i(t)$ снимается с интегрирующего контура RC .

большой точности во временной корреляции между различными измерениями (10^{-9} сек по сравнению с периодом разрядки $8 \cdot 10^{-8}$ сек, чтобы определить максимум мощности в пределах 35% от истинного значения).

Мощность вычисляется по следующей формуле:

$$P(t) = i(t) \left[v(t) - L \frac{di(t)}{dt} \right].$$

При этом предполагается, что потерями мощности в ключе можно пренебречь, а полная индуктивность контура постоянна в течение всего времени измерения. Измерения мощности нельзя еще считать полностью законченными.

V

Таким образом, взрывающийся проводник является источником мощного рентгеновского излучения лишь при определенном соотношении между напряжением и плот-

ностью. Большая часть рентгеновских лучей в случае взрывающихся цилиндрических проводников испускается из центра взрыва, а в случае взрывающейся проволочки — из области электрода. Продолжительность импульса рентгеновского излучения чрезвычайно коротка, причем энергия рентгеновских квантов порядка 5 кэв. Источник излучения значительно асимметричен относительно оси взрыва, что создает трудности в использовании нескольких спектрометрических каналов вокруг взрыва для исследования характеристик излучения.

Основным недостатком описанной здесь работы является неполная картина спектра проникающего излучения. В ней нет указаний на наличие линий К-эмиссии в спектрах взрываемого материала и электродов¹⁾. Другим очевидным недостатком является отсутствие соотношений подобия, с помощью которых оказалось бы возможным предсказать результаты экспериментов в условиях, отличных от условий настоящей работы. Это связано с указанными выше трудностями. Однако можно надеяться, что эти соотношения будут получены при возможности лучшего контроля разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nash C. P., McMillan W. G., *Phys. Fluids*, 4, № 7, 914 (1961).
2. O'Rourke R. C. et al., Electrically Exploded Wires-Experiments and Theory, NRL Progress Report of March, 1, 1958, to June 30, 1960, NRL Rep. 5489.
3. Exploding Wire Studies, NRL Letter Rep. to DASA, 7401-133, May — September 1961.

¹⁾ Приближенное решение этой проблемы обсуждалось в работе [3].

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВКА ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ СО ВЗРЫВАЮЩЕЙСЯ ПРОВОЛОЧКОЙ

Д. Х. Тсей, Дж. Х. Парк

Рассмотрены условия и методы измерения тока и напряжения в течение быстрого разряда батареи конденсаторов, применяемой в эксперименте со взрывающейся проволокой. Описан метод точной калибровки измерений тока, напряжения и электрической энергии, основанный на сравнении количества тепла при калориметрическом нагреве элемента постоянного сопротивления с электрической энергией, рассеянной в этом элементе. Как показывают результаты, точность измерения энергии порядка 1—2%.

Введение

Настоящее исследование непосредственно связано с экспериментом со взрывающейся проволокой, который заключается в испарении и взрыве тонкой металлической проволоки при быстром пропускании электрического тока по проводнику. Чтобы понять и объяснить некоторые вопросы, связанные с явлением взрывающейся проволоки, например, такие, как температурные и энергетические соотношения, распространение ударной волны и другие, очень важно уметь точно измерять энергию, рассеянную в течение процесса разряда. Измерения рассеянной энергии необходимы также и в других экспериментах, использующих разряд конденсатора, например: 1) при исследовании магнитной изоляции плазмы; 2) при изучении взаимодействия газов с большими скоростями; 3) в случае измерения теплоемкости при помощи импульсной техники; 4) при импульсных измерениях больших токов и напряжений и т. д.

В настоящей работе описываются некоторые результаты исследования калориметрического метода для калибровки измерений полной электрической энергии, рассеянной в элементе сопротивления при переменных условиях разряда конденсатора. В этом методе в качестве калориметра используется элемент сопротивления и, полная рассеянная энергия, измеренная в калориметре,

сравнивается с электрической энергией, полученной путем измерения силы тока через элемент и падения напряжения на нем. Поскольку ток и напряжение измерялись независимо друг от друга, то калибровка обеспечивала контроль измерений. Особенно интересной была проверка измерения силы тока, так как полученный результат подтверждал предсказанную характеристику коаксиального шунта, примененного в этом исследовании. Этот шунт аналогичен одному из коаксиальных шунтов (шунт B), описанных в работе [1] и применяемых для измерений пика тока. После опубликования работы [1] были высказаны некоторые сомнения относительно высокочастотных характеристик шунтов этой конструкции. Хотя в настоящем эксперименте диапазон частот весьма ограничен, использованный метод, очевидно, может быть применен для изучения токового шунта в области высоких частот.

Настоящие результаты являются предварительными. Приведено описание измерительной установки для определения точности используемого метода. В настоящее время проводятся дальнейшее усовершенствование экспериментальной техники и повышение точности измерения в различных экспериментальных условиях.

Калориметрическая калибровка

Основной принцип калориметрической калибровки довольно прост. Количество энергии, необходимое для калориметрического нагрева элемента сопротивления, равно $MC_p\Delta T$, где M — масса этого элемента, C_p — теплоемкость при постоянном давлении и ΔT — изменение температуры из-за нагрева. Омический нагрев элемента равен $\int Ri^2 dt$, где R — сопротивление элемента; i — мгновенное значение силы тока; t — время нагрева; интегрирование выполняется по всему периоду нагрева от $t=0$ до $t=t_1$; к моменту времени t_1 ток в цепи прекращается. Расходуемая за время dt электрическая энергия равна $eidt$, где e — падение потенциала на элементе. При колебательном разряде площадь, ограниченная кривой зависимости величины ei от времени t , ока-

зывается положительной либо отрицательной в зависимости от того, сосредоточена энергия в магнитном или электрическом поле. Полная энергия, рассеянная в элементе сопротивления, равна

$$\int_0^{t_1} ei dt,$$

т. е. суммарной площади, ограниченной кривой ei .

В случае отсутствия потерь энергии при нагреве, например вследствие излучения или конвекции, имеем

$$MC_p \Delta T = \int_0^{t_1} Ri^2 dt = \int_0^{t_1} ei dt.$$

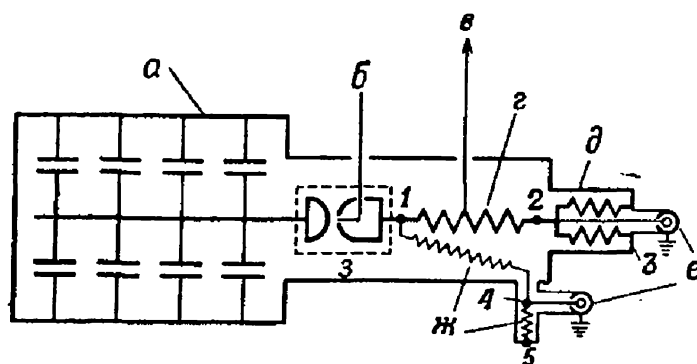
Это основное уравнение метода калориметрической калибровки. Поэтому при использовании калориметрического метода необходимо, во-первых, чтобы в эксперименте соблюдались условия, при которых это уравнение справедливо, и, во-вторых, измерять все параметры с большой точностью.

Требования, предъявляемые к калориметру

На фиг. 1 показана применяемая аппаратура. Для калибровки элемент сопротивления (калориметр) помещают в камеру вместо взрывающейся проволоки. При этом сохраняют симметрию пути тока, что позволяет изучить вопросы измерения напряжения в условиях, очень близких к тем, которые имеют место в экспериментах со взрывающейся проволокой. К калориметру предъявляются следующие требования: 1) однородный нагрев вдоль всей длины элемента сопротивления, чтобы можно было установить характерное изменение температуры элемента; 2) пренебрежимо малая или известная потеря тепла; 3) масса, теплоемкость и электрическое сопротивление элемента должны быть точно известны; точное измерение температуры.

Чтобы удовлетворить двум первым требованиям, элемент сопротивления должен иметь однородное сечение и известное распределение тока вдоль всей длины,

включая концы. Для уменьшения скин-эффекта (достижения однородности плотности тока по сечению проводника) элемент должен быть цилиндрическим с толщиной стенок, малой по сравнению с диаметром. Чтобы свести к минимуму потери тепла за счет теплопроводности,



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки.

a — блок конденсаторов, максимальная энергия 20 000 дж (10 кв, 400 мкф); *б* — управляющий сигнал; *в* — к регистратору температуры; *г* — элемент сопротивления (калориметр); *д* — коаксиальный токовый шунт; *е* — к двухлучевому осциллографу; *ж* — безындуктивный делитель напряжения.

длина цилиндрического элемента должна быть больше диаметра цилиндра и толщины стенок; при этом температуру следует измерять вблизи середины длины цилиндра. Чтобы свести к минимуму потери тепла вследствие излучения и конвекции, поверхность элемента сопротивления должна быть гладкой и отполированной. Наконец, заметим также, что массу элемента, его сопротивление и количество подводимой энергии к элементу следует подбирать таким образом, чтобы изменение температуры элемента было не слишком большим. При быстром росте температуры потери тепла увеличиваются. Кроме того, разброс при определении энергии, которая идет на омический нагрев, может увеличиваться, так как точно неизвестна зависимость C_p и R от температуры [требование (3)]. С другой стороны, слишком малое изменение температуры может привести к большой ошибке при измерении температуры [требование (4)] и к неточности в измерении количества тепла при калориметрическом нагреве. Для получения результатов с максимальной точностью сопротивление калори-

метра должно быть велико по сравнению с сопротивлением остальной части разрядной цепи, чтобы значительная часть полной энергии рассеивалась в калориметре. Наконец, сопротивление разрядного контура как целого не должно быть слишком малым, так как в противном случае разряд носит слишком колебательный характер, что в свою очередь в значительной степени затрудняет точное измерение суммарной площади, ограниченной кривой зависимости ei от t .

Выше указаны некоторые наиболее важные общие требования к конструкции калориметра. В настоящем исследовании эти требования были удовлетворены лишь частично.

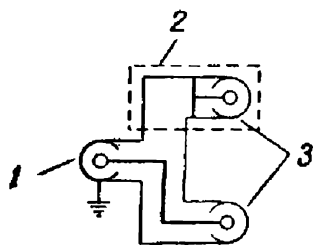
Следует отметить, что в данной работе температура элемента сопротивления измерялась при помощи термопары, концы которой были припаяны к элементу в двух соседних точках в среднем сечении элемента. В течение колебательного разряда потенциал в точках соединения термопары изменялся вплоть до нескольких тысяч вольт. Поэтому необходимо было на время разряда отключать цепь термопары от главного разрядного контура и снова подключать после разряда для измерения температуры. Вследствие этого, а также из-за малой чувствительности прибора, регистрирующего температуру, мгновенное значение температуры не могло быть измерено. Максимум температуры устанавливался путем экстраполяции записи температуры в процессе охлаждения после разряда. Величина ошибки применяемого метода оценивалась по кривой охлаждения калориметра; при повышении температуры на 30°C она оказалась порядка $0,1\%$.

Требования к измерениям тока и напряжения

Требования, предъявляемые к точному измерению тока и напряжения, детально изучены Парком [1, 2]. В рассматриваемом случае удобно воспользоваться непосредственно результатами этих работ и применить описанный в работе [1] коаксиальный шунт для измерения тока, а описанный в работе [2] делитель напряжения с безындуктивным сопротивлением — для измерения напряжения.

Основная трудность в указанных выше измерениях связана с большими величинами силы тока и скорости изменения силы тока в главном разрядном контуре. Заметим также, что часть тока протекает через систему заземления измеряющего контура и индуцирует сигналы стороннего напряжения.

Влияние тока заземления на измеряющий контур может быть определено отключением центрального провода коаксиального измеряющего кабеля от конца ввода¹⁾ и соединением накоротко с внешним проводником кабеля. При этом сигнал в измеряющем контуре,



Ф и г. 2. Балансирующее соединение кабелей для ослабления тока заземления.

1—от делителя напряжений или токового шунта; 2—закрывающее устройство; 3—к дифференциальному усилителю осциллографа.

вызванный разрядом в главном контуре, будет сторонним сигналом. Было установлено, что величина стороннего сигнала иногда может быть больше, чем величина истинного сигнала напряжения.

Влияние тока заземления может быть в значительной степени ослаблено при измерении лишь разности между общим напряжением и напряжением, индуцированным током заземления. Это было осуществлено путем использования двух идентичных кабелей, подключенных к одной и той же точке измеряющего контура в виде *T*-цепи. Причем один из кабелей был присоединен «обычным» способом для измерения общего напряжения, а другой — «закороченным» способом, указанным выше, для измерения индуцированного напряжения (фиг. 2). Сигналы от этих кабелей подавались на дифференциальный усилитель (электронно-лучевой осциллограф), которым измерялась только величина разности между этими сигналами.

¹⁾ Это конец, которым кабель обычно соединен с шунтом или делителем напряжения.

Применение этого метода, использующего балансирующее устройство, не полностью исключает сторонние сигналы. Это, вероятно, происходит из-за небольшого расогласования кабелей и отсутствия симметрии в цепях тока, особенно на концах кабелей. Большие трудности возникли из-за взаимосвязанной системы заземления. Для одновременного измерения тока и напряжения в настоящей работе был использован двухлучевой осциллограф. Кабели аппаратуры для измерения силы тока и напряжения были заземлены в общей точке на клемме осциллографа. Однако на вводе питания эти кабели заземлены в различных точках главного разрядного контура, так как конструкция токового шунта и делителя напряжений не позволяет произвести общее соединение. Поэтому потенциал заземления на осциллографе мог флуктуировать во время разряда в главном контуре. Это должно вызвать токи заземления в шасси осциллографа, которые могли индуцировать сторонние э. д. с. в цепях питания усилителя. В дополнение к указанным выше трудностям заметим, что два кабеля в обеих измерительных цепях образуют два контура, индуктивно связанных с главным разрядным контуром. Электродвижущие силы, индуцированные в этих контурах, вызывают токи, являющиеся причиной падения величин iR в кабелях, которые в балансирующем устройстве не компенсируются.

Авторы не получили никаких количественных данных относительно величин погрешностей, которые дают эти источники (расогласование кабелей, отсутствие симметрии в цепях тока и т. д.). Однако имеется простой метод определения полной погрешности при замыкании всех кабелей на входных концах с повторением разряда в идентичных условиях.

Экспериментальная аппаратура и приборы

На фиг. 1 схематически изображены основные элементы аппаратуры эксперимента. Максимальная емкость блока конденсаторов составляла 400 мкф, максимальное напряжение 10 кв, запасенная энергия 20 000 дж. При монтаже схемы, указанной на фиг. 1,

собственная частота разрядного контура оказалась равной 11,4 кГц.

Искровой разрядник и система управления подобны описанным в работе [3]. На электроды были надеты наконечники из сплава вольфрама и меди. Разрядник помещался внутри прозрачной оболочки, наполненной азотом либо аргоном под различным давлением для лучшего контроля за синхронностью разряда. Азотная и аргонная атмосферы снижают окислительную эрозию электродов.

Элемент сопротивления был изготовлен из сплава Ni—Cr—Fe (инконель) в виде трубки длиной 25,4 см с внешним диаметром 2,67 см и внутренним диаметром 2,31 см. Концы этой трубки присоединены серебряным припоем к зажимам главного контура в точках 1 и 2 (фиг. 1). Соединения припоем были выполнены внахлестку, каждое шириной 0,635 см. Эффективная длина трубки равнялась расстоянию между средними сечениями двух соединений внахлестку, т. е. 24,8 см. Масса этой части трубки составляла 288,9 г. Величина удельной теплоемкости при постоянном давлении C_p для сплава Ni—Cr—Fe была взята из работы [4]; она равна 0,1074 кал/г-град (среднее значение для трех образцов из этого сплава) при температуре 40°С (в действительности в эксперименте температура возрастала с 25 до 55°С).

Измерение температуры трубки из сплава Ni—Cr—Fe производилось термопарой железо—константан с проволочками диаметром 0,032 см, припаянными к двум соседним точкам трубки в среднем сечении на расстоянии 0,635 см. При этом для измерения температуры применялся самопишущий милливольтметр с постоянной времени его механической системы порядка 0,5 сек (на всю шкалу). Цепь термопары была стандартной, за исключением вышеупомянутого переключателя, применяемого для защиты милливольтметра от высокого потенциала на элементе сопротивления в течение разряда.

Сопротивление различных участков цепи (между точками 1 и 5) определялось электрическим делителем Национального бюро стандартов, использующим двойной

мостик Кельвина. Эти сопротивления (при 24,5° С) приведены в табл. 1.

Таблица 1

Сопротивление различных участков цепи
(см. фиг. 1)

Между точками	Элемент цепи	Сопротивление ¹⁾ , Ом
1—2	Элемент сопротивления (калориметр)	0,001803
2—3	Коаксиальный шунт	0,000325
1—2—3—5		0,002180
1—4	Большее плечо делителя напряжения	202,60
4—5	Меньшее плечо делителя напряжения	1,1054

¹⁾ В настоящей работе предполагалось, что эти сопротивления не изменяются в процессе наблюдения. Во многих предшествующих исследованиях с другими элементами сопротивления из того же материала, что и настоящий калориметр (и коаксиальный шунт), было показано, что при увеличении температуры на 1° С сопротивление изменяется на 0,01%.

Большее плечо делителя напряжения, представляющее собой безындуктивную катушку сопротивления [2], было смонтировано под углом относительно общей оси трубки и внешнего цилиндра (см. фиг. 1), который служил обратным проводом. Это было сделано для уменьшения емкости между катушкой сопротивления и остальной частью цепи. За исключением делителя напряжения, в главном разрядном контуре сохранялась цилиндрическая симметрия относительно трубки. Меньшее плечо делителя напряжения было изготовлено в виде малоиндуктивных угольных сопротивлений, смонтированных симметрично в маленьком цилиндрическом кожухе, чтобы свести к минимуму индуктивность плеча. Измерялось падение напряжения между точками 4 и 5. Отсюда с помощью коэффициента делителя напряжения можно было определить падение напряжения между точками 1 и 5. Если последнее обозначить через e_{1-5} , то

электрическая энергия, соответствующая этой части цепи, будет равна

$$\int_0^{t_1} e_{1-5} i dt.$$

Электрическая же энергия, выделяющаяся на трубке, равна

$$\frac{R_{1-2}}{R_{1-2-3-5}} \int_0^{t_1} e_{1-5} i dt,$$

где R — сопротивление соответствующей части цепи.

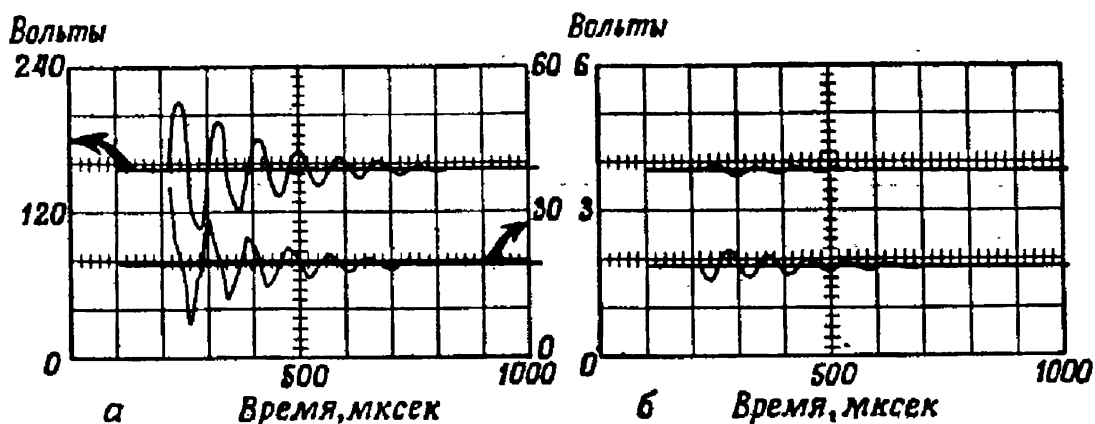
В измерительной цепи применялись четыре коаксиальных кабеля типа RG58/U, длиной по 3,35 м. Импедансы кабелей не согласовывались, так как кабели предназначались для токов относительно низкой частоты (11,4 кГц). Двухлучевой осциллограф был снабжен двумя идентичными дифференциальными предусилителями. Вертикальные шкалы (шкалы напряжений) были проградуированы по калибровочным сигналам, подающимся на осциллограф. Калибровочные сигналы в свою очередь контролировались на калибровочном вольтметре. Градуировка горизонтальной шкалы (шкалы времени) производилась на стандартной частоте 100 кГц. Измеряемые величины фотографировались и снимки просматривались с помощью микроскопа. Общая точность измерения как по вертикали, так и по горизонтали оказалась порядка $\pm 0,5\%$ на единицу длины (1 см) экрана осциллографа.

Результаты

На фиг. 3 представлен ряд осциллограмм, полученных на экспериментальной установке, описанной в предыдущем разделе. Условия опыта указаны в подписи к фигуре. Осциллограмма фиг. 3, а получена с балансирующим устройством, описанным выше. Верхняя кривая на фиг. 3, а показывает изменение тока в цепи, а нижняя кривая — падение напряжения на меньшем плече делителя напряжения между точками 4 и 5 фиг. 1. Осциллограмма на фиг. 3, б снята с измеряющих кабелей, зако-

роченных на корпус питания. Верхняя кривая показывает влияние тока заземления в цепи измерения тока, а нижняя кривая — тот же эффект в цепи измерения напряжения. (Следует обратить внимание на отличие в градуировке вертикальных шкал.)

Используя эти результаты, можно получить омический нагрев и величину электрической энергии путем вычисления интегралов $\int Ri^2 dt$ и $\int ei dt$. Это было



Фиг. 3. Осциллограммы тока и напряжения.

а — ток через калориметр и напряжение на нем.

Верхняя кривая — 40 в/см на токовом шунте, нижняя кривая — 10 в/см на делителе напряжения;

б — влияние тока заземления в цепях измерения тока и напряжения.

Верхняя кривая — напряжение в цепи измерения тока 1 в/см; нижняя кривая — напряжение в цепи измерения напряжения 1 в/см.

Батарея конденсаторов емкостью 380 мкф заряжена до 1 кв. Увеличение температуры в калориметре 31,4° С.

проделано графически с помощью планиметра и численно на автоматической счетно-решающей машине (с шагом по времени, равным 3 мксек). В обоих случаях интеграл $\int ei dt$ вычислялся дважды: без поправки на ток заземления (фиг. 3, б) к кривой напряжения и с учетом этой поправки. Поправка к кривой тока не делалась, так как влиянием тока заземления в цепи измерения тока можно было пренебречь.

Результаты, приведенные в табл. 2, указывают на важность учета влияния тока заземления при сравнении вычисленных значений с результатами измерений калориметрическим методом. Величина калориметрического

нагрева не включает потери тепла вследствие конвекции, излучения и теплопроводности. Конвективные потери, оцененные при увеличении температуры на 30°C , составили около 4 дж/сек . Потери тепла вследствие излучения и проводимости оказались существенно меньше.

Таблица 2

Результаты измерения

	Калориметрический нагрев, дж	$\int RI^2 dt,$ дж	$\int e i dt, \text{ дж}$	
			без учета тока заземления	с учетом тока заземления
Графический метод	4076	$4082 \pm 0,1\%$	$4775 \pm 17,1\%$	$4152 \pm 1,9\%$
Численный метод	4076	$4171 \pm 2,3\%$	$4615 \pm 13,2\%$	$4019 \pm 1,4\%$

Из приведенных результатов видно, что при измерении напряжения очень важен учет влияния тока заземления. Это было несколько неожиданным, так как, согласно фиг. 3, б, эта поправка составляет всего около 2% от величины максимальной амплитуды измеренного напряжения. Вероятно, в этом случае различие в фазах между измеренным напряжением и скорректированным на ток заземления оказывается более существенным, чем поправка в амплитуде. Различие между данными, полученными графическим и численным методами, не убедительно. Необходима дальнейшая работа по исследованию точности обоих методов.

Заключение

Описанная установка и методы измерения тока и напряжения в процессе быстрого разряда блока конденсаторов дают результаты, находящиеся в хорошем согласии с результатами, полученными непосредственно калориметрическим методом. Эти результаты показы-

вают, что желательно усовершенствовать экспериментальную технику для более тщательного проведения калибровки, а также более детально исследовать источники ошибок и диапазон изменения параметров, доступный современной экспериментальной технике. Такие исследования проводятся в настоящее время, и результаты их будут опубликованы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Park J. H., *J. Res. Natl. Bur. Standards*, 39, 191 (1947).
2. Park J. H., Cones H. N., Sphere-Gap Volt-Time Curves-Reference Standards for Steep Front Measurements, AJEE Paper № CP57-215, 1957.
3. Gullington E. H., Chace W. G., Morgan R. L., Lovatron-a Low Voltage Triggered Gap Switch, Instrumentation for Geophysical Research, № 5, AFCRC-TR-55-227, September 1955.
4. Douglas T. B., Victor A. C., *J. Res. Natl. Bur. Standards*, 65C, 65 (1961).

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ СИСТЕМЫ ПОДВОДЯЩИХ ПРОВОДОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ СО ВЗРЫВОМ ПРОВОЛОЧЕК

Р. Мейнингер

Во многих случаях соединительные провода в разрядных контурах могут иметь длину от нескольких сантиметров до нескольких метров. Соединительные провода работают в качестве линии передачи с характеристическим импедансом, присущим данной геометрии цепи. Если продолжительность взрыва проволочки сравнима со временем прохождения энергии по цепи, то эффективность передачи энергии проволочке является функцией рассогласования импедансов цепи и взрывающейся проволочки. Эффективный импеданс взрывающейся проволочки нелинейно меняется с течением времени, поэтому рассогласование импедансов является в свою очередь функцией времени. Таким образом, цепь оказывает влияние на наблюдаемое явление взрыва проволочки.

В настоящей работе исследуется влияние параметров системы подводных проводов на ток, напряжение и передачу энергии проволочке путем отыскания решений уравнений переходных процессов линии передачи. В общем случае решениями уравнений являются многократно суммируемые ряды, поэтому для сравнения с экспериментальными результатами требуются громоздкие численные расчеты. К счастью, во многих приложениях решениями оказываются простые ступенчатые функции. Эти решения предсказывают режим работы цепи с точностью до нескольких процентов от величин, наблюдаемых в эксперименте. Предлагается ряд эмпирических правил для оценки влияния линии передачи в разрядных контурах.

Введение

В приложениях и исследованиях явления взрыва проволочки очень часто используются цепи, которые состоят в основном из батареи заряженных конденсаторов, слабоинерционного разрядника, соединительных проводов и самой взрывающейся проволочки. Явление взрыва проволочки протекает в течение очень малого времени — от нескольких наносекунд до нескольких микросекунд. Точная продолжительность взрыва определяется не только природой взрывающейся проволочки, но и скоростью подвода электрической энергии к проволочке. Скорость подвода энергии зависит от количества первоначально запасенной энергии в системе и

параметров цепи. Таким образом, явления электрического взрыва происходят довольно быстро и их можно рассматривать как быстро протекающие импульсные процессы.

Давно уже было установлено, что этот процесс содержит высокочастотные компоненты, обладающие значительным количеством энергии, и что даже небольшие индуктивности могут заметно влиять на явление взрыва проволоки. Кроме небольших индуктивностей, которые могут использоваться в установке, в цепи всегда имеется паразитная индуктивность, связанная с наличием проводов, клемм, емкостных выводов и т. п. Из-за конечности размеров элементов цепи и необходимости часто помещать взрывающуюся проволоку на некотором расстоянии от остальной цепи соединительные провода могут иметь длину от нескольких сантиметров до нескольких метров. Паразитная индуктивность, связанная с проводами, также может оказаться существенной. Раньше паразитную индуктивность рассматривали как сосредоточенный параметр цепи, который с емкостью цепи образует так называемый звенящий контур. В тех случаях, когда максимальные физические размеры всей системы составляют всего несколько сантиметров, такой подход применим для учета индуктивных эффектов в цепи.

Однако, когда размеры системы начинают превышать несколько сантиметров, трактовка ее как системы с сосредоточенными параметрами становится неправильной. В частности, если провода имеют длину несколько метров, то указанный подход может привести к неправильной интерпретации явления взрыва проволоки и соответствующих электрических явлений. Основная причина неприменимости указанного подхода состоит в том, что для прохождения электрической энергии от одного конца цепи до другого требуется малое, но конечное время. Это время возрастает с увеличением размеров цепи, и, когда оно становится сравнимым с продолжительностью явления взрыва проволоки, им уже нельзя пренебречь. Влияние конечного времени распространения тока в цепи может быть исследовано только при помощи метода распределенных параметров. При

этом длинные части цепи рассматриваются как волны или линии передач. При таких условиях индуктивность линии рассматривается исходя из индуктивности единицы длины. Емкость между проводами на единицу длины может быть учтена так же, как и емкость аккумулятора энергии, питающего сеть. В общем случае должны быть рассмотрены сопротивление цепи на единицу длины и сопротивление шунта на единицу длины.

Анализ цепи

Независимо от длины проводов (линии передачи) напряжение и ток в точке x вдоль линии в момент времени t определяются (при определенных граничных условиях на концах линии) следующей системой дифференциальных уравнений в частных производных [1]:

$$L \frac{\partial i}{\partial t} + Ri = - \frac{\partial e}{\partial x}, \quad (1)$$

$$C \frac{\partial e}{\partial t} + Ge = - \frac{\partial i}{\partial x}, \quad (2)$$

где L — индуктивность, C — емкость, R — сопротивление, а G — проводимость на единицу длины линии; $i = i(x, t)$ и $e = e(x, t)$ — соответственно ток и напряжение на линии в точке x и в момент времени t .

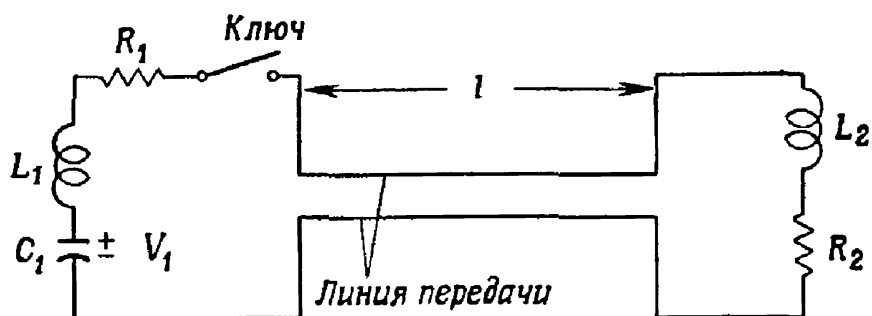
Во многих случаях линии передачи, используемые в работах со взрывающимися проволочками, могут рассматриваться как линии без потерь, т. е. $R=0$, так как обычно применяются очень сильные токи, и $G=0$, поскольку хорошая изоляция между проводами предупреждает пробой высокого напряжения. При таких условиях уравнения (1) и (2) упрощаются к виду

$$L \frac{\partial i}{\partial t} = - \frac{\partial e}{\partial x}, \quad (3)$$

$$C \frac{\partial e}{\partial t} = - \frac{\partial i}{\partial x}. \quad (4)$$

Граничные условия для типичных разрядных контуров указаны на фиг. 1. Величины C_1 , R_1 , R_2 , L_1 , L_2 и сопротивление ключа предполагаются настолько малыми, чтобы можно было пренебречь временем прохождения

по ним тока. Эти элементы цепи можно тогда рассматривать как сосредоточенные параметры. Предполагается, что линия передачи геометрически однородна по всей длине l . Независимо от типа и длины различных возможных элементов линии каждый из них характеризуется



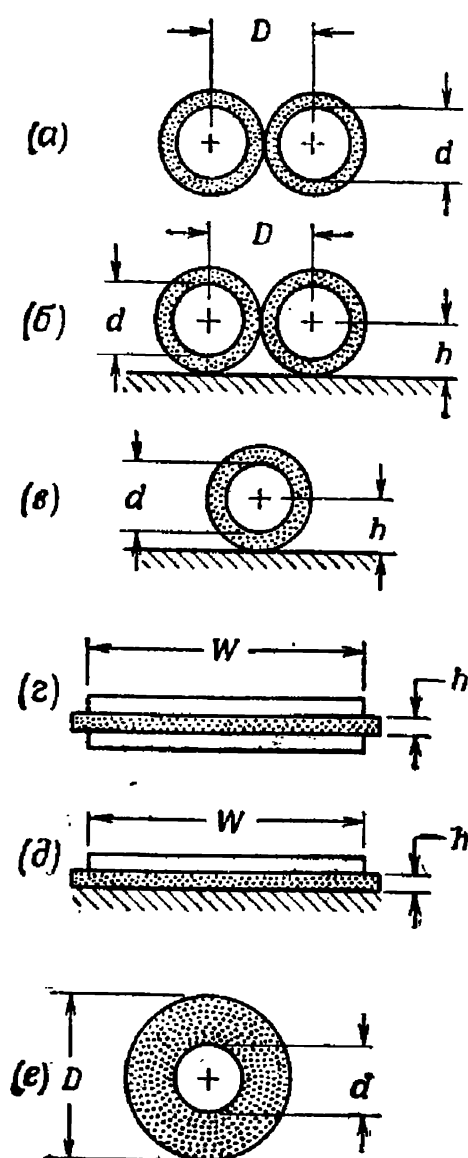
Фиг. 1. Типичная цепь взрывающейся проволочки.

Характеристический импеданс $Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = R_0$; скорость распространения $v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$.

импедансом Z_0 , который определяется геометрией поперечного сечения линии и диэлектрической проницаемостью окружающей среды. На фиг. 2 указаны поперечные сечения различных типичных линий, соответствующие формулы [2] для Z_0 и некоторые типичные значения Z_0 . В случае (а) представлены два провода, расположенные на расстоянии нескольких диаметров от металлических поверхностей. В случае (б) два провода расположены непосредственно на металлической поверхности или вблизи нее, причем эта поверхность не является токонесущей. На фиг. 2, в указан один провод вблизи металлической поверхности, которая служит обратным проводником. В случаях (г) и (д) тонкие проводящие пластины расположены аналогично случаям (а) и (в) соответственно. В случае (е) указан коаксиальный кабель.

В точных уравнениях для Z_0 следует учесть тот факт, что подводящие провода в случаях (а) — (в) покрыты твердым изолятором. Однако для настоящих исследований достаточно получить приближенные значения Z_0 на основании эффективных значений ϵ . Если проводники

соприкасаются, то $\epsilon = \epsilon_{\text{изол}}$, если же они находятся на расстоянии нескольких диаметров, то $\epsilon = \epsilon_{\text{возд}}$. Следует сделать некоторые существенные замечания к фиг. 2: 1) характеристический импеданс указанных проводов



Фиг. 2. Поперечные сечения линий передач и их характеристики.

$$(a) Z_0 = \frac{276}{\sqrt{\epsilon}} \log \frac{2D}{d},$$

Проволочка диаметром 1,29 мм; полиэтиленовая изоляция толщиной 0,254 мм.

$$D = 1,78 \text{ мм} - 82 \text{ ом}, \\ 6,35 \text{ мм} - 275 \text{ ом}, \\ 3,80 \text{ мм} - 500 \text{ ом}.$$

$$(b) Z_0 = \frac{276}{\sqrt{\epsilon}} \log \left[\frac{2D}{d} \sqrt{\frac{1}{1 + \left(\frac{D}{2h}\right)^2}} \right].$$

$$D = 1,78 \text{ мм} - 54 \text{ ом}, \\ 6,35 \text{ мм} - 120 \text{ ом}, \\ 3,80 \text{ мм} - 330 \text{ ом}.$$

$$(c) Z_0 = \frac{138}{\sqrt{\epsilon}} \log \frac{4h}{d}.$$

$$h = 0,89 \text{ мм} - 41 \text{ ом}, \\ 2,67 \text{ мм} - 90 \text{ ом}, \\ 6,35 \text{ мм} - 180 \text{ ом}.$$

$$(z) Z_0 = \frac{377}{\sqrt{\epsilon}} \frac{h}{W}.$$

Медная пластинка с изоляционной лентой

$$h = 0,254 \text{ мм} \quad 10 \text{ ом}, \\ W = 6,35 \text{ мм}$$

$$(d) Z_0 = \frac{377h}{\sqrt{\epsilon} W}.$$

$$h = 0,254 \text{ мм} \quad 10 \text{ ом}, \\ W = 6,35 \text{ мм}$$

$$(e) Z_0 = \frac{138}{\sqrt{\epsilon}} \log \frac{D}{d}.$$

Коаксиальный кабель 50—72 ом.

превышает сопротивление большинства взрывающихся проволочек, описанных в литературе; 2) импеданс Z_0 круглых проводников выше, чем плоских проводников; 3) при сближении проводников друг с другом значения Z_0 уменьшаются.

Время прохождения энергии t_p вдоль линии не зависит от ее структуры и является функцией только ди-

электрической постоянной ϵ в соответствии с выражением

$$t_p = \frac{1}{v} = \frac{\sqrt{\epsilon}}{c}, \quad (5)$$

где v — скорость распространения энергии в линии передачи, c — скорость света в вакууме. Значения диэлектрических постоянных материалов и соответствующие характерные времена прохождения указаны в табл. 1.

Таблица 1

Диэлектрические постоянные и время распространения

Материал	ϵ	$t_p \cdot 10^9, \text{сек/м}$	Материал	ϵ	$t_p \cdot 10^9, \text{сек/м}$
Воздух	1,0	3,3	Хлористый винил	4,0	6,6
Тефлон	2,1	4,6	Нейлон	3,5	6,2
Полиэтилен	2,26	4,9	Стекло	4—8	6,6—9,2
Люцит	3,0	5,6	Резина	3—6	5,6—7,9
Полистирол	2,5	5,25	Микалекс	7,5	8,85

Напишем изображения Лапласа \mathcal{I} и E соответственно для тока $i(x, t)$ и напряжения $e(x, t)$ в цепи, указанной на фиг. 1:

$$\mathcal{I} = \frac{V_1}{s(Z_0 + Z_1)} \frac{\exp[-nx] + N \exp[-n(2l - x)]}{1 - MN \exp[-2nl]}, \quad (6)$$

$$E = \frac{V_1 Z_0}{s(Z_0 + Z_1)} \frac{\exp[-nx] - N \exp[-n(2l - x)]}{1 - MN \exp[-2nl]}, \quad (7)$$

$$n = s \sqrt{LC},$$

$$M = \frac{Z_0 - Z_1}{Z_0 + Z_1},$$

$$N = \frac{Z_0 - Z_2}{Z_0 + Z_2}.$$

Здесь s — комплексная переменная преобразования

$$Z_1 = R_1 + L_1 s + \frac{1}{C_1 s},$$

$$Z_2 = R_2 + L_2 s,$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} = R_0.$$

Если $x = l$, то решение для тока $i(t) = i(l, t)$, протекающего через взрывающуюся проволочку (R_2, L_2), будет иметь вид

$$i(t) = \frac{2V_1 R_0}{L_1 L_2} \sum_{i=1}^j \sum_{k=1}^K \sum_{k=1}^3 \frac{M_{ki}}{(j-i)!} \left[t - \frac{(2j-1)l}{v} \right]^{j-1} \times \\ \times \exp \left[s_k \left(t - \frac{(2j-1)l}{v} \right) \right] u \left(t - \frac{(2j-1)l}{v} \right), \\ M_{ki} = \frac{1}{(i-1)!} \left[\frac{d^{i-1}}{ds^{i-1}} \frac{(s-s_k)^j A_j(s)}{B_j(s)} \right]_{s=s_k}, \quad (8)$$

$$A_j(s) = (s-r_1)^{j-1} (s-r_2)^{j-1} (s-r_3)^{j-1},$$

$$B_j(s) = (s-s_1)^j (s-s_2)^j (s-s_3)^j,$$

$$r_1 = \frac{-(R_1 - R_0)}{2L_1} + \frac{1}{2} \left[\frac{(R_1 - R_0)^2}{L_1^2} - \frac{4}{L_1 C_1} \right]^{1/2},$$

$$r_2 = \frac{-(R_1 - R_0)}{2L_1} - \frac{1}{2} \left[\frac{(R_1 - R_0)^2}{L_1^2} - \frac{4}{L_1 C_1} \right]^{1/2},$$

$$r_3 = \frac{-(R_2 - R_0)}{L_2},$$

$$s_{1,2} = \frac{-(R_1 + R_0)}{2L_1} \pm \frac{1}{2} \left[\frac{(R_1 + R_0)^2}{L_1^2} - \frac{4}{L_1 C_1} \right]^{1/2},$$

$$s_3 = \frac{-(R_2 + R_0)}{L_2}.$$

Аналогичное уравнение может быть получено для напряжения на взрывающейся проволочке. Использование приведенного выше решения в каждом конкретном случае связано с громоздкими вычислениями и поэтому неудобно для объяснения влияния параметров линий це-

редач как элементов разрядного контура. Эти вычисления проведены здесь лишь для того, чтобы показать, что анализ даже относительно простого контура является очень громоздким в математическом отношении.

Анализ существенно упрощается, если заряженный конденсатор заменить генератором прямоугольного импульса бесконечной длительности с амплитудой V_1 и при $L_1 = L_2 = 0$. Опыт показывает, что такие предположения справедливы при практическом расчете цепей, если

$$(R_1 + R_0) C_1 \geq \frac{5l}{v} (2K - 1), \quad (9)$$

$$\frac{L_1}{R_1 + R_0} \leq \frac{2l}{v}, \quad (10)$$

$$\frac{L_2}{R_2 + R_0} \leq \frac{2l}{v}, \quad (11)$$

где величина K определена ниже в (14) и (18).

Изображение Лапласа для тока $i(t)$ через сопротивление R_2 теперь имеет вид.

$$\mathcal{I} = \frac{V_1 (1 + N)}{s (R_0 + R_1)} \frac{\exp[-nl]}{1 - MN \exp[-2nl]}, \quad (12)$$

$$M = \frac{R_0 - R_1}{R_0 + R_1}, \quad N = \frac{R_0 - R_2}{R_0 + R_2}.$$

Если $MN \leq 1$, как это имеет место в работах с взрывающейся проволокой, то

$$\frac{1}{1 - MN \exp[-2nl]} = 1 + MN \exp(-2nl) + M^2 N^2 \exp(-4nl) + \dots + M^j N^j \exp(-2njl). \quad (13)$$

Изображение Лапласа при этом может быть записано в виде

$$\mathcal{I} = \frac{V_1 (1 + N)}{s (R_0 + R_1)} \sum_{j=1}^K M^{j-1} N^{j-1} \exp[-(2j-1)nl], \quad (14)$$

где $K = \frac{vt}{2l} + \frac{1}{2}$ — число отражений от сопротивления R_2 .

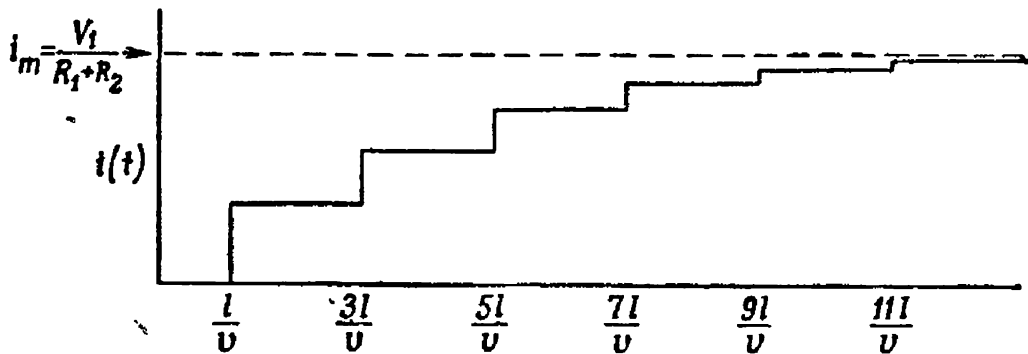
Решение для $i(t)$ можно записать в виде

$$i(t) = \frac{V_1(1+N)}{R_0+R_1} \sum_{j=1}^K M^{j-1} N^{j-1} u\left(t - \frac{(2j-1)l}{v}\right), \quad (15)$$

$$u\left(t - \frac{(2j-1)l}{v}\right) = 0, \quad t < \frac{(2j-1)l}{v},$$

$$= 1, \quad t \geq \frac{(2j-1)l}{v}.$$

Общий вид этого решения приведен на фиг. 3. Как указывается в работе [1], это решение можно интерпретировать как суперпозицию отраженных волн, распространяющихся между концами линии. При каждом отражении от R_2 часть энергии поглощается, а оставшаяся часть

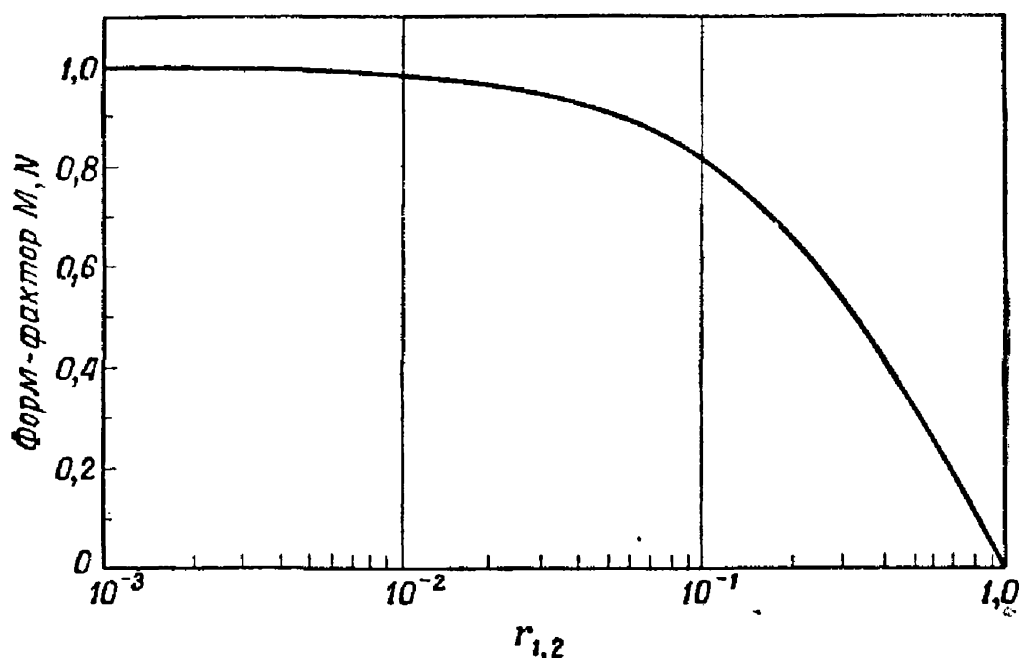


Фиг. 3. Ток через R_2 в зависимости от времени.

возвращается к источнику. Количество поглощенной энергии (а следовательно, и ток) является функцией произведения MN и общего числа отражений, предшествовавших данному моменту. Время между двумя последовательными отражениями от R_2 является функцией только длины линии передачи и скорости распространения вдоль линии и поэтому равно $2l/v$. Эта величина используется при выборе критерия для пренебрежения L_1 и L_2 в формулах (10) и (11). Значение i_m соответствует максимальному току, возможному в цепи после бесконечного числа отражений. В некоторых цепях время, необходимое для достижения 90% этой квазистационарной величины, определяет точность предположения (9). Если это время значительно меньше, чем постоянная времени $(R_1 + R_0)C_1$, то напряжение на конден-

саторе не может заметно падать и конденсатор оказывается источником постоянного напряжения. После достижения этого квазистационарного состояния напряжение на конденсаторе начинает падать и точность решения для $i(t)$ с увеличением времени уменьшается.

На фиг. 4 показана зависимость форм-факторов M и N в формулах (12)—(15) от отношения импедансов



Фиг. 4. Форм-фактор в зависимости от отношения импедансов.

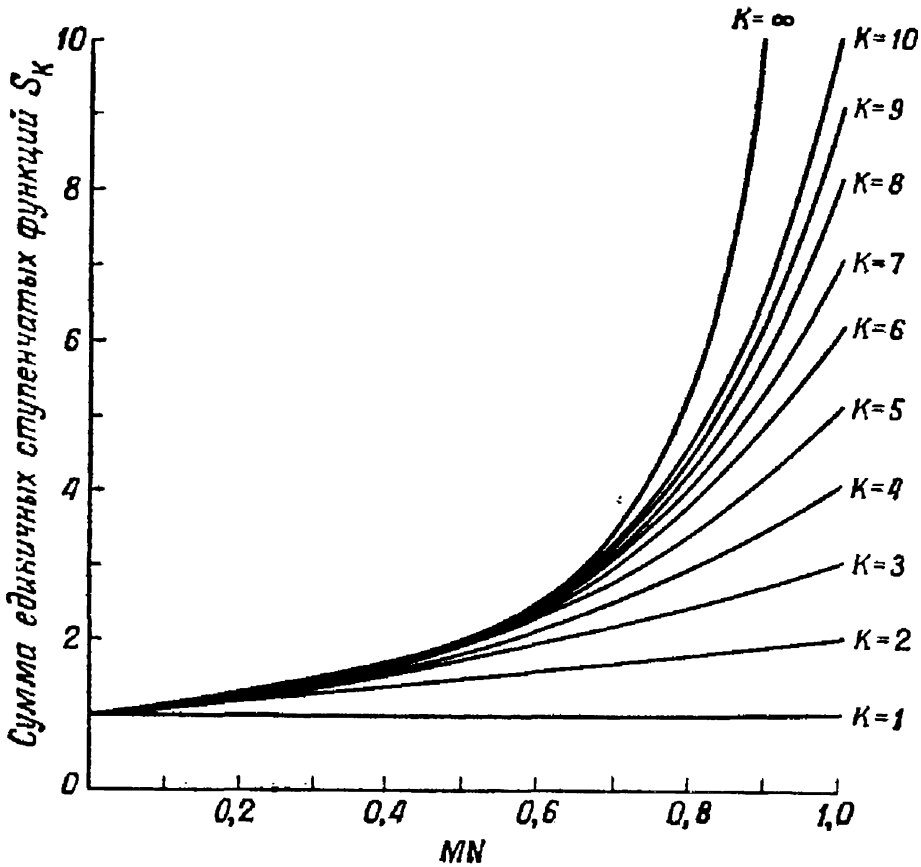
$$M = \frac{1-r_1}{1+r_1};$$

$$N = \frac{1-r_2}{1+r_2};$$

$$r_1 = \frac{R_1}{R_0}; \quad r_2 = \frac{R_2}{R_0}.$$

нагрузки к характеристическому импедансу линии передачи. Следует указать на характерную особенность, что при малых значениях отношений импедансов величины M и N изменяются слабо. Так, например, если даже сопротивление R_2 взрывающейся проволоочки существенно меняется со временем, то на решении $i(t)$ это заметно не сказывается. Обычно максимальное значение величины R_2 используется в приложениях формулы (15).

Так как функция $u\left(t - \frac{(2j-1)l}{v}\right)$ является единичной ступенчатой функцией, то суммирование в уравнении (15) при данном числе ступенек тока K и определенной величине R_2 представляет сумму конечного ряда



Ф и г. 5. Зависимость S_K от MN .

геометрической прогрессии. Эта сумма обладает следующими свойствами:

$$S_K = \sum_{j=1}^K M^{j-1} N^{j-1} = \frac{1 - (MN)^K}{1 - MN}, \quad (16)$$

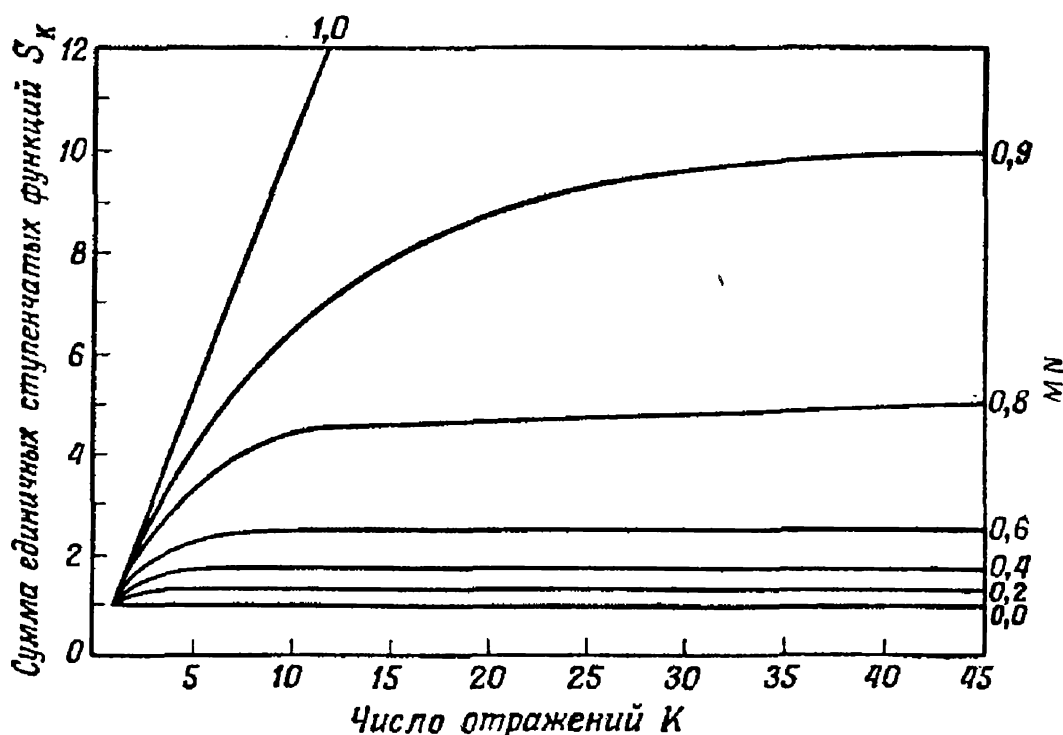
$$\lim_{K \rightarrow \infty} S_K = \frac{1}{1 - MN}, \quad (17)$$

$$K = \frac{vt}{2l} + \frac{1}{2} \text{ (равно ближайшему целому числу после момента } t=0). \quad (18)$$

Подставив выражение для S_K в формулу (15), можно записать выражение для тока $i(t)$ в более компактном виде

$$i(t) = \frac{V_1}{R_0 + R_1} (1 + N) S_K. \quad (19)$$

На фиг. 5 представлены графики зависимости величины S_K от произведения MN при различных числах



Фиг. 6. Зависимость суммы единичных ступенчатых функций от числа отражений.

$$S_K = \frac{1 - (MN)^K}{1 - MN};$$

$$K = \frac{vt}{2l} + \frac{1}{2};$$

$$M = \frac{R_0 - R_1}{R_0 + R_1};$$

$$N = \frac{R_0 - R_2}{R_0 + R_2}.$$

ступенек K . На фиг. 6 показана зависимость S_K от числа ступенек K при различных MN . Из рассмотрения этих фигур можно установить, что при малом значении произведения MN величина S_K , а следовательно, и $i(t)$

слабо меняются при изменении MN . Этот результат вместе со слабой зависимостью величины N от R_2 при больших значениях N значительно уменьшает влияние нелинейности R_2 на ток $i(t)$.

В общем случае, когда $R_1 \neq R_0$ и $R_2 \neq R_0$, максимальный ток i_m , протекающий через R_2 , имеет вид

$$i_m = \frac{V_1}{R_1 + R_2}. \quad (20)$$

Заметим, что величина i_m не зависит от $Z_0 = R_0$. Теоретически i_m достигается только после бесконечного числа отражений от R_2 . Это означает, что с течением времени ток приближается к значению i_m асимптотически. Заметим, однако, что ток $i(t)$ уже за конечное время достигает некоторой доли величины i_m . Это можно показать, если взять отношение $i(t)$ к i_m . Из выражений (19) и (20) имеем

$$\rho = \frac{i(t)}{i_m} = 1 - (MN)^K, \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} \rho &< 1, \\ K &= \frac{vt}{2l} + \frac{1}{2}, \\ M &= \frac{R_0 - R_1}{R_0 + R_1}, \quad N = \frac{R_0 - R_2}{R_0 + R_2}. \end{aligned}$$

Соотношение (21) можно переписать в виде

$$K(\rho) = \frac{\log(1 - \rho)}{\log MN}, \quad (22)$$

где $K(\rho)$ — число отражений, необходимое для достижения током определенной доли ρ от i_m . Соотношение между длиной линии l , скоростью распространения v и временем t , с одной стороны, и $K(\rho)$, с другой стороны, можно записать в следующем виде:

$$l = \frac{vt}{2K(\rho) - 1}. \quad (23)$$

В табл. 2 приведены числа отражений, необходимых для достижения током $i(t)$ 90% или 99% от максимального теоретического значения для различных типичных величин R_0 , R_1 и R_2 . Приведены также значения

длины линии l_1 , для которых определенное значение $\rho = i/i_m$ достигается за 0,1 мксек. Первая группа значений с величиной сопротивления $R_0 = 500 \text{ ом}$ является типичной для сечений проводников в случаях (а) или (б), приведенных на фиг. 2, с $D = 3,80 \text{ см}$. Вторая группа с сопротивлением $R_0 = 50 \text{ ом}$ характерна для сечений (а) — (в) в случае близко расположенных проводников и для случая (е). Третья группа с сопротивлением $R_0 = 5 \text{ ом}$ типична для случаев (г) и (д).

Таблица 2

Число отражений, необходимое для достижения током 90 и 99% от своего максимального значения и длина линии, при которой получают эти величины тока за время 0,1 мксек

$R_0,$ ом	$R_1,$ ом	$R_2,$ ом	K		$l_1, \text{ м}$		
			$\rho = 0,9$	$\rho = 0,99$	$\rho = 0,9$	$\rho = 0,99$	
500	1	0,1	520	1040	0,029	0,015	} а
500	1	1,0	287	574	0,053	0,027	
500	1	5,0	96	192	1,58	0,792	
50	1	0,1	52	104	0,198	0,097	} б
50	1	1,0	29	58	0,357	0,177	
50	1	5,0	10	20	1,07	0,518	
5	1	0,1	5	10	2,28	1,07	} в
5	1	1,0	3	6	4,05	1,86	
5	1	5,0	1	1	(0 → ∞)	(0 → 0)	

а — диэлектрик — воздух; б — диэлектрик — полиэтилен.

Из табл. 2 видно, что с уменьшением отношения R_2 к R_0 возрастает число отражений, необходимое для достижения заданного ρ . Кроме того, величина l_1 падает с уменьшением отношения R_2/R_0 . Из соотношения (23) следует, что уменьшение v (что достигается применением диэлектриков с более высокой диэлектрической проницаемостью, чем у воздуха или полиэтилена) также приводит к уменьшению критической длины,

В частности, из первых двух случаев для сопротивления $R_0=500$ ом следует, что проводники длиной 0,15—0,6 м и отстоящие один от другого на 0,3—0,45 м существенно влияют на явление взрыва проволоочки в течение первых 0,1 мксек. Поэтому если наблюдаемое явление продолжается 0,5 мксек или менее, то цепь окажет на результаты большее влияние, чем взрывающаяся проволоочка. Такое влияние может быть снижено уменьшением сопротивления R_0 при данной длине. Так, при проектировании схемы разрядного контура следует располагать проводники как можно ближе друг к другу. Тогда в первых двух случаях для величины сопротивления $R_0=50$ ом оказывается, что критическая длина будет изменяться от 1,2 до 4 м вместо 0,15—0,6 м. Если использовать плоские проводники с сопротивлением $R_0=5$ ом, то критическая длина будет равна 1—2,2 м.

В конце табл. 2 при сопротивлении $R_0=5$ ом приведен особый случай, когда $R_0=R_2$ и $R_0 \neq R_1$. При этом условии ток протекает через сопротивление R_2 один раз без отражения, причем длина линии не влияет на величину тока; длина линии определяет время запаздывания прохождения тока через взрывающуюся проволоочку относительно момента замыкания ключа. Амплитуда тока задается выражением (19) при $N=0$; это значение тока соответствует формуле (20).

При условии $R_1=R_0$ и $R_2 \neq R_0$ имеет место второй случай, когда длина линии не влияет на величину тока, исключая время запаздывания. В этом случае $M=0$ и амплитуда тока определяется выражением (20). Таким образом, предлагается удобный путь исключения влияния линии передачи при исследовании явления взрыва проволоочки. Однако случай $R_1=R_0$ имеет большой недостаток, так как при этом величина сопротивления R_1 значительно больше сопротивления взрывающейся проволоочки и большая часть запасенной в цепи энергии рассеивается в R_1 , а не в взрывающейся проволоочке. В этом случае для достижения обычной эффективности взрыва необходимы такие размеры конденсатора и величины напряжения, которые, по-видимому, нельзя реализовать.

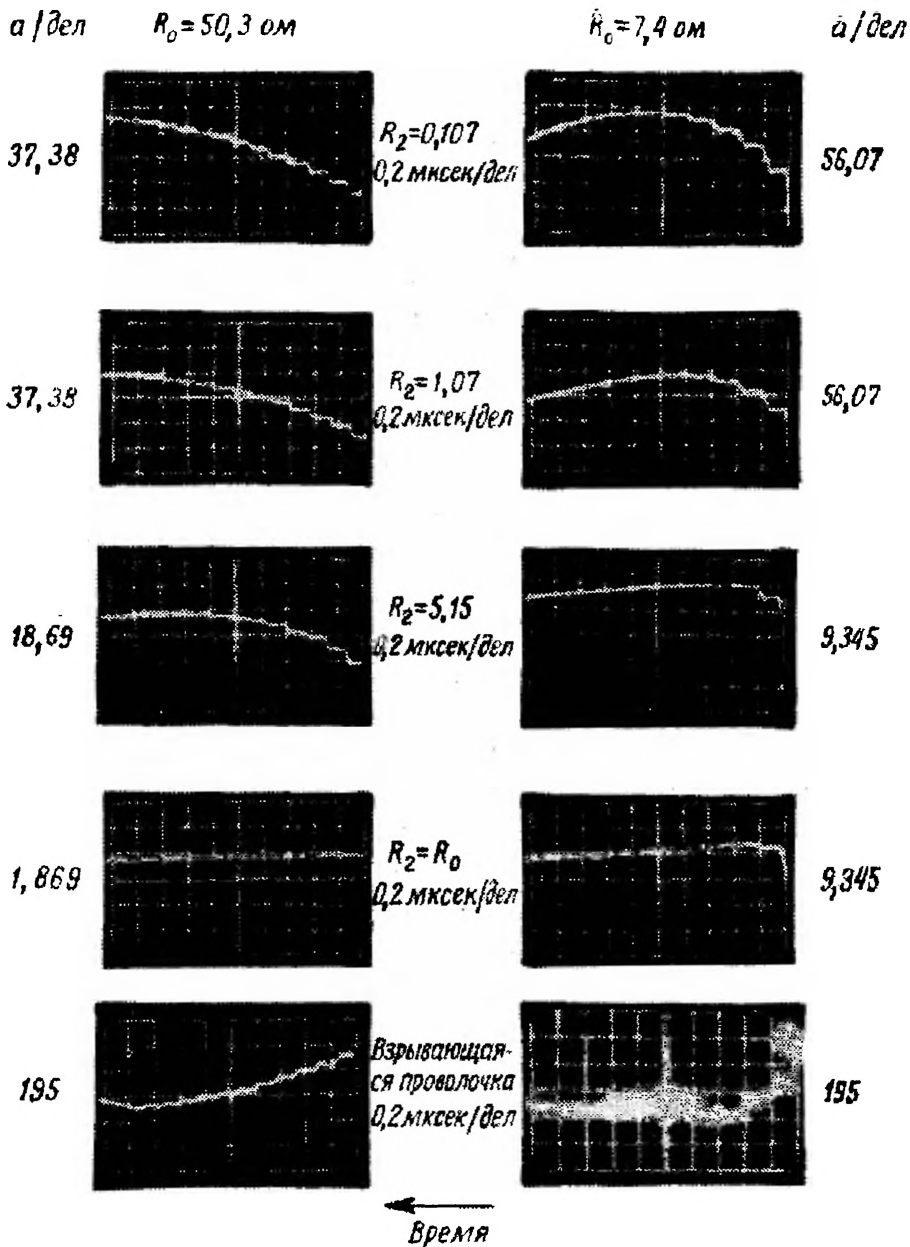
Экспериментальные наблюдения

На фиг. 7 и 8 приведены результаты ряда опытов по определению влияния линии передачи. Схема основной цепи указана на фиг. 1. Во всех экспериментах применялись одни и те же конденсатор, ключ и контур, изменяющий ток. В первой группе опытов линия передачи имела длину 15,2 м и сопротивление 50 ом. Значения сопротивления R_2 указаны на фиг. 7 и 8. Во второй группе опытов длина линий передачи составляла 15,2 м, а сопротивление — 7,4 ом; сопротивление R_2 было таким же, за исключением тех случаев, когда $R_2 = R_0$ (7,4 или 50,3 ом). В обеих группах опытов применялась взрывающаяся проволока из платины диаметром 0,0508 мм и длиной 2,48 мм. Проволочка в холодном состоянии и при постоянном токе имела сопротивление 0,2 ом. Сопротивление коаксиального шунта составляло 0,0535 ом; этот шунт, включенный последовательно с сопротивлением нагрузки, составлял часть сопротивления R_2 . Для измерения тока нагрузки сигнал с шунта подавался на осциллограф Тетроникс 517.

На всех осциллограммах тока фиг. 7 и 8 ясно видна ступенчатая форма тока, которая была предсказана в приведенном выше анализе цепи. (Следует заметить, что полярность осциллограммы тока во взрывающейся проволоке противоположна полярности осциллограммы при постоянной величине сопротивления нагрузки.) Из продолжительности каждой ступеньки и длины линии получаем, что $1/v = 4,92 \cdot 10^{-11}$ сек/см при сопротивлении кабеля 50,3 ом и $1/v = 5,9 \cdot 10^{-11}$ сек/см при сопротивлении кабеля 7,4 ом.

Если критерии (10) и (11) применить к цепи с параметрами, указанными в табл. 3, то получаются результаты, приведенные в табл. 4. Отсюда можно заключить, что критерии (10) и (11) всегда справедливы, за исключением случая, когда надежность кабеля с сопротивлением 7,4 ом значительно меньше, чем кабеля с сопротивлением 50,3 ом. Если к цепи применить критерий (9), то оказывается, что влиянием C_1 можно пренебречь для первых 5—7 отражений в кабеле с сопротивлением

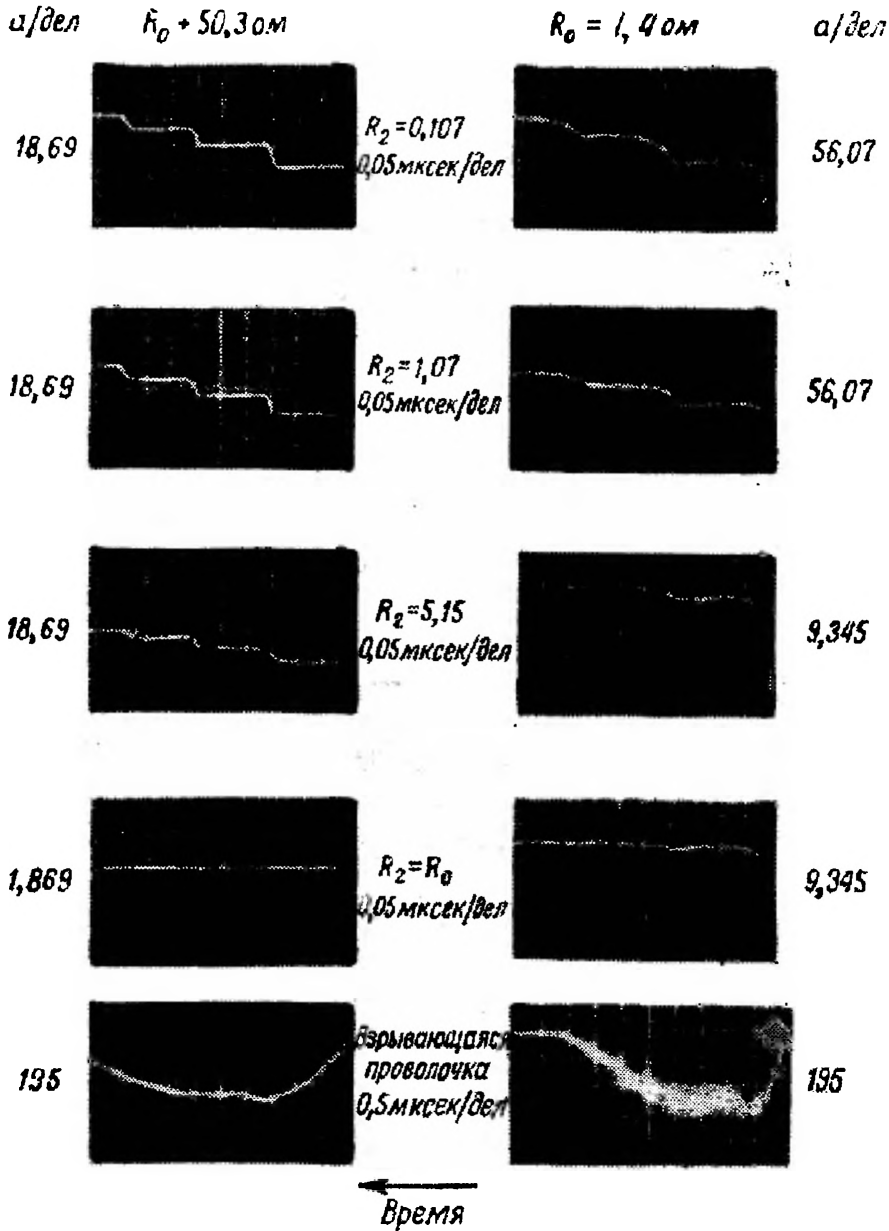
7,4 ом, а затем это влияние становится заметным. Это ясно видно на фиг. 7 для случая $R_0=7,4$ ом. Однако для $R_0=50,3$ ом влияние C_1 незаметно вплоть до $K \geq 40$.



Фиг. 7. Зависимость тока от времени.

На осциллограммах фиг. 7 для случая с сопротивлением $R_0=50,3$ ом видно, что в течение 2 мксек происходит изменение тока меньше чем на 10%.

В табл. 5 приведены числа ступенек (вычисленные по уравнению (22)), необходимые для достижения током 90% от максимального значения (20). Из табл. 5 видно хорошее согласие между теорией и экспериментом



Фиг. 8. Зависимость тока от времени.

в числах ступенек даже в том случае, когда критерии (9) — (11) не выполняются.

Последний результат эксперимента заключается в том, что при сопротивлении линии передачи 50,3 ом

Таблица 3

Параметры экспериментальной цепи

C_1 , мкф	V_1 , в	R_1 *), ом	L_1 , мкГн	R_0 , ом	L_2 , мкГн	R_2 , ом
1	336	1—4	$\leq 0,54$	50,3	$< 0,1$	0,1071
1	336	1—4	$\leq 0,54$	50,3	$< 0,1$	1,0665
1	336	1—4	$\leq 0,54$	50,3	$< 0,1$	5,1535
1	270	1—4	$\leq 0,54$	50,3	$< 0,1$	50,2735
1	2000	1—4	$\leq 0,54$	50,3	$< 0,1$	ВП **)
1	336	1—4	$\leq 0,54$	7,4	$< 0,1$	0,1071
1	336	1—4	$\leq 0,54$	7,4	$< 0,1$	1,0665
1	336	1—4	$\leq 0,54$	7,4	$< 0,1$	5,1535
1	336	1—4	$\leq 0,54$	7,4	$< 0,1$	7,3835
1	2000	1—4	$\leq 0,54$	7,4	$< 0,1$	ВП **)

*) R_1 включает эффективное сопротивление ртутного выключателя, которое менялось от опыта к опыту. Среднее значение этого сопротивления составляло ~ 2 ом.
 **) ВП — взрывающаяся проволока.

Таблица 4

Условия пренебрежения L_1 и L_2

R_0 , ом	$\frac{2l}{v}$, мксек	$\frac{L_1}{R_0 + R_1}$, мксек	$\frac{L_2}{R_0 + R_2}$, мксек
7,4	0,18	$< 0,058$	$< 0,013$
50,3	0,15	$< 0,01$	$< 0,002$

платиновая проволока взрывается через $t=1,8$ мксек и число отражений $K=12$, а при сопротивлении линии передачи 7,4 ом проволока взрывается через $t=0,8$ мксек и число отражений $K=4$. Это является прямым доказательством влияния линии передачи на явление взрыва проволоки.

Таблица 5

R_0	R_2	$K(0,9)$ (вычисл.)	$K(0,9)$ (набл.)
7,4	0,11	3—4	3—4
7,4	1,1	2—3	2—3
7,4	5,2	1—2	1—2
7,4	7,4	1	1
50,3	0,11	22—23	—
50,3	1,1	15—16	14—15
50,3	5,2	7—8	6—7
50,3	50,3	1	1

Заключение

В настоящей работе проведен анализ влияния линии передачи в цепи разрядного контура и указаны критерии применимости этого анализа. Этот анализ и критерии позволяют производить расчет реальных цепей с точностью до порядка величины. Вычисления показали, что параметры линии передачи могут оказать заметное влияние на характер процесса взрыва проволоочки. В связи с этим характеристики линии должны определяться и контролироваться в каждом эксперименте не только для интерпретации результатов, но и для возможности получения более хорошей воспроизводимости результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goldman S., Transformation Calculus and Electrical Transients, Prentice-Hall, 1958, Ch. 10.
2. Federal Telephone and Radio Co., Reference Data for Radio Engineers, 4th ed., 1956, pp. 589—594.

ИЗМЕРЕНИЯ ФРОНТА ИОНИЗАЦИИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВЗРЫВЕ ПРОВОЛОЧЕК, МЕТОДОМ МИКРОВОЛНОВОГО ДОППЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ

Д. Джонс, Р. Галлет

При помощи микроволновой доплеровской техники исследовались сильные цилиндрические ударные волны, возникающие при взрыве проволочек. Результаты, полученные одновременно от трех независимых сигналов, находятся в очень хорошем согласии и указывают на точное определение положения фронта. Теория подобия Тейлора — Лина достаточно хорошо применима для исследования распространения ударной волны в условиях настоящей работы вплоть до расстояний 6 или 7 см. Приведены систематические результаты по определению энергии ударной волны и эффективности взрыва в воздухе через амплитуды давлений, диаметры проволочек и величины запасенной электрической энергии. Используемая в настоящей работе техника является более чувствительной и, вероятно, более точной по сравнению с оптическими методами, применяемыми при исследовании этого вопроса.

Примечательно, что в воздухе имеет место хорошее отражение микроволн от фронта ударной волны в условиях, когда число Маха меньше 3. Вычисленные температуры и степень ионизации на ударном фронте показывают, что электронная плотность должна быть незначительной. Этот эффект, вероятно, является результатом предварительного возбуждения газа перед ударным фронтом, которое вызвано ультрафиолетовым излучением взрывающейся проволочки или самого ударного фронта. Таким образом, имеется относительно слабая предварительная ионизация. Последние измерения методом микроволнового поглощения показали, что плотность ионизованных частиц в нескольких сантиметрах перед фронтом порядка 10^{11} см⁻³.

Хорошее отражение при малых числах Маха показывает, что теория подобия справедлива до чисел Маха порядка 4 и ниже. Исследование явления отражения позволяет регистрировать отклонение от этой теории при больших радиусах ударной волны.

Введение

Цилиндрические ударные волны, возникающие при взрыве проволочек, были широко изучены при помощи оптических методов. Мюллер [1] для исследования явления взрыва проволочек использовал метод шлирен-фотографии. В этих экспериментах подводимая энергия составляла 12 дж на 1 см длины проволочки и ударные волны наблюдались до расстояний 3 см от оси проволочки. Беннетт [2] для контроля траектории ударной

волны в пределах нескольких сантиметров применил новый тип скоростной фотосъемки. В этом случае на 1 см проволочки приходилось около 60 дж взрывной энергии.

В настоящей работе приведены результаты измерений, относящихся к ионизационным свойствам ударных волн. Ударные волны достаточно большой скорости ионизуют газ на фронте, и он становится хорошим отражателем микроволн. Скорость ударного фронта ионизации измерялась с помощью микроволновой доплеровской техники [3]. Перпендикулярно к расширяющемуся фронту ударной волны посылались три независимых микроволновых сигнала с длинами волн 0,84, 1,20 и 3,0 см. Если плотность электронов на фронте превышает $\sim 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, все три сигнала отражаются и для каждого из них имеют место доплеровские биения. Положение ионизованной отражающей поверхности может быть определено путем регулирования фазы отраженного сигнала. Измеренные значения положения и скорости ударного фронта как функций времени находятся в хорошем согласии с результатами теории сильных цилиндрических ударных волн [4]. Для каждого взрыва величина энергии взрыва на единицу длины вдоль оси получается из уравнения на ударном фронте. Изучалось влияние изменения таких параметров, как давление газа и диаметр проволочки, на эффективность взрыва (отношение энергии взрыва к запасенной электрической энергии).

В настоящей серии опытов давление изменялось от атмосферного до 100 мм рт. ст. Взрыв проволочки был сильным и, согласно классификации Чейса и Левина [5], относился к типу III. Проволочка имела длину 4 см, а максимальное значение полезной запасенной электрической энергии составляло 2000 дж. Микроволновые измерения ударного фронта показали хорошее совпадение результатов для всех трех частот и позволили определить точное положение фронта ионизации¹⁾. Система-

¹⁾ Ударные волны обычно наблюдаются на расстояниях 6—7 см от оси в зависимости от материала проволочки, ее размера, запасенной энергии и давления окружающего газа.

тические исследования взрывов в различных экспериментальных условиях показали, что максимальная эффективность имеет место при определенных размерах проволочек, давлении и запасенной энергии. Например, при максимальном использовании запасенной энергии наиболее сильная ударная волна оказалась в случае проволочки диаметром 0,458 мм; энергия ударной волны при этом составляла более 40% от величины запасенной энергии. При уменьшении или увеличении размеров проволочки эффективность быстро падала и становилась меньше 10%. Исследовались оптимальные значения величин как функций давления и запасенной энергии. Вообще говоря, наибольшая эффективность ударных волн для любых размеров проволочек имела место для давлений 300—400 мм рт. ст.

Неожиданно очень хорошие отражения микроволн были получены от ударного фронта в воздухе для чисел Маха меньше 2, в то время как теоретически плотность электронов в ударной волне должна падать ниже критического значения уже при числе Маха, равном $7^{\frac{1}{2}}$). Такая неожиданно большая ионизация вызвана, вероятно, ультрафиолетовым излучением начального взрыва и ударного фронта. В связи с этим уменьшается величина энергии, необходимая для ионизации на фронте. Несколько последних измерений ионизации перед фронтом в лаборатории авторов указали на то, что и начальный взрыв и сам ударный фронт создают предварительную ионизацию.

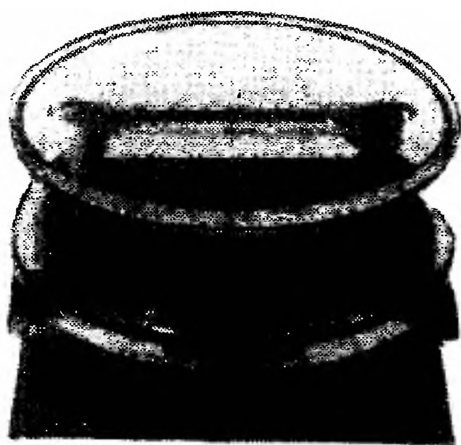
Аппаратура

Электрическая цепь

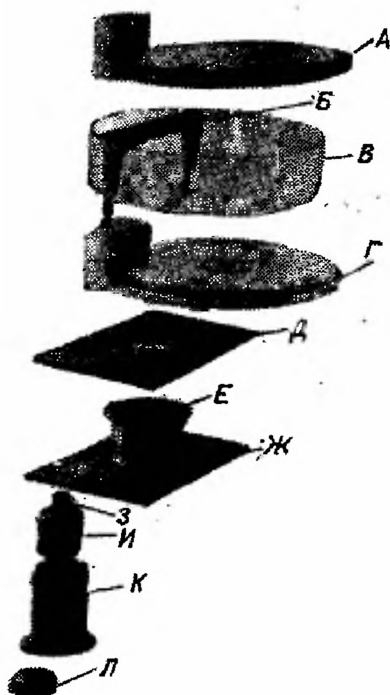
Цепь, используемая в настоящем исследовании, похожа на обычные разрядные цепи, за исключением того, что заземляющие проводники расположены на расстоянии 10 см от проволочки. Это приводит к увеличению

¹⁾ Уравнения, полученные с помощью теории подобия Тейлора — Лина для сильных ударных волн, справедливы в данных экспериментах вплоть до чисел Маха порядка 4. Отклонение от теории сильных ударных волн при меньших скоростях ударного фронта обсуждается ниже.

индуктивности, но уменьшает взаимодействие между цилиндрической ударной волной и обратными проводниками. На фиг. 1 показан общий вид взрывного устройства с провололочкой. На фиг. 2 это устройство представлено в разобранном виде. Электрод *Л* на фиг. 2 ввинчивается прямо в конденсатор. Разрядник находится между электродами *И* и *Л* внутри тefлонового изолятора *К*.



Фиг. 1. Общий вид взрывателя проволоочки. Прозрачная камера изготовлена из плексигласа.



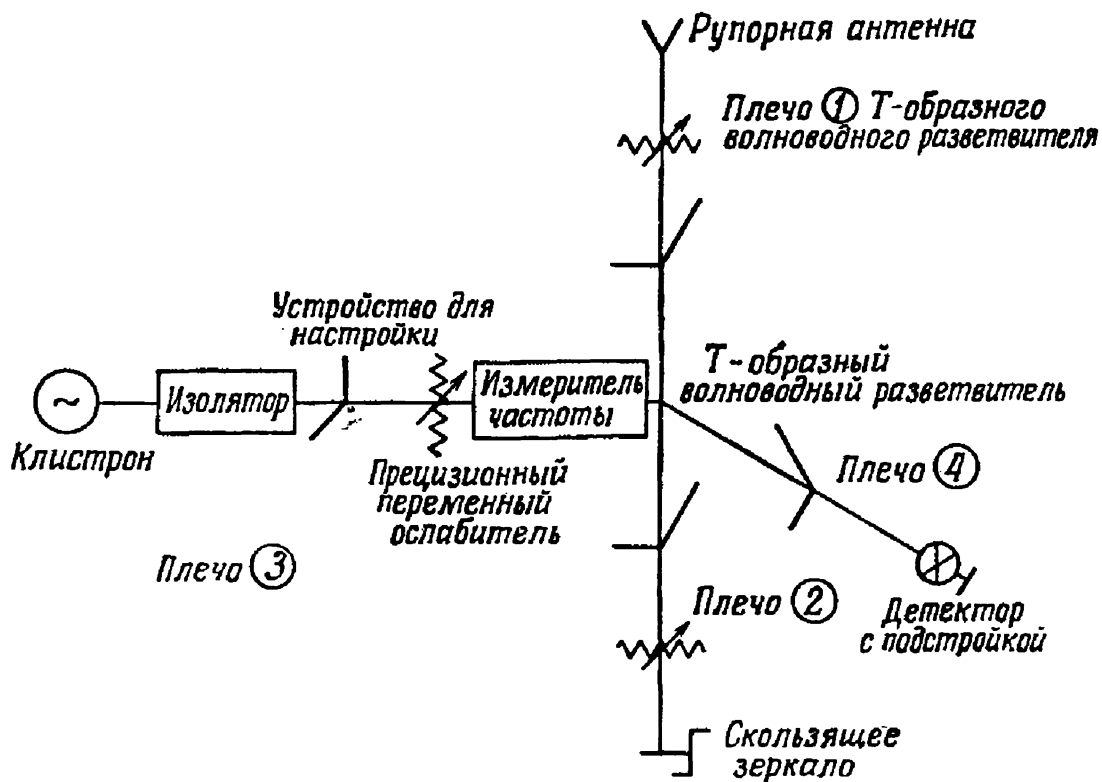
Фиг. 2. Цилиндрическая взрывная камера в разобранном виде.

Батарея конденсаторов емкостью 10 мкф на напряжение 20 кв соединена последовательно с разрядником и взрываемой провололочкой. Разрядник может находиться под давлением в несколько атмосфер. Когда разрядник пробивается единичным импульсом, образовавшийся контур начинает «звенеть» с частотой $\sim 170 \text{ кгц}$. Общая индуктивность цепи $88 \cdot 10^{-9} \text{ гн}$, из которой на долю проволоочки приходится $39 \cdot 10^{-9} \text{ гн}$, на батарею конденсаторов — $20 \cdot 10^{-9} \text{ гн}$, а остальные $29 \cdot 10^{-9} \text{ гн}$ подают на разрядник и остальную часть цепи. Сопротивления компонентов цепи равны $0,068$; $0,094$ и $0,03 \text{ ом}$ соответственно для проволоочки диаметром $0,458 \text{ мм}$, батареи

конденсаторов и остальной цепи. Максимальное значение тока порядка 145 000 а, пиковая мощность—600 Мвт, общая энергия — 2000 дж.

Микроволновая система

На фиг. 3 представлена схема типичной микроволновой доплеровской установки для одной частоты. Сигнал, генерируемый в клистроне, распространяется



Фиг. 3. Типичная микроволновая система для измерения доплеровского смещения при отражении на одной частоте.

по плечу 3 к Т-образному волноводному разветвителю, где он расщепляется на два сигнала и идет по плечам 1 и 2. Сигнал в плече 2 отражается от скользящего зеркала и снова расщепляется поровну в плечах 3 и 4 с соответствующей разностью фаз. Сигнал в плече 4 поступает на кристаллический детектор, в то время как сигнал, возвратившийся в плечо 3, гасится в изоляторе. Сигнал в плече 1 излучается с помощью рупорной антенны в направлении приближающегося фронта иони-

зации, при отражении от которого частота сигнала меняется согласно эффекту Допплера. Отраженный сигнал возвращается к Т-образному волноводному разветвителю, где он опять расщепляется и идет в плечо 3, где гасится, и в плечо 4, где смешивается в кристаллическом детекторе с первым сигналом с доплеровским сдвигом частоты. Одновременно применялось до трех отдельных микроволновых установок с частотами 10^{10} , $2,5 \cdot 10^{10}$ и $3,5 \cdot 10^{10}$ гц. Частота доплеровского сдвига порядка 1 Мгц. Сигнал регистрировался путем фотографирования осциллограмм.

Экспериментальные результаты

На фиг. 4-представлены осциллограммы микроволновых доплеровских сигналов, отраженных от ударной волны, создаваемой при взрыве проволочки диаметром 0,458 мм в воздухе при давлении 300 мм рт. ст. Полная подводимая энергия к проволочке длиной 4 см составляла 2000 дж, т. е. 500 дж на 1 см. На фиг. 4 слева показаны три осциллограммы, сделанные одновременно и относящиеся к различным длинам волн сигналов. Осциллограмма 1 соответствует току разряда и получена со слабосвязанной измерительной катушки. Кривая, расположенная справа, будет рассмотрена ниже.

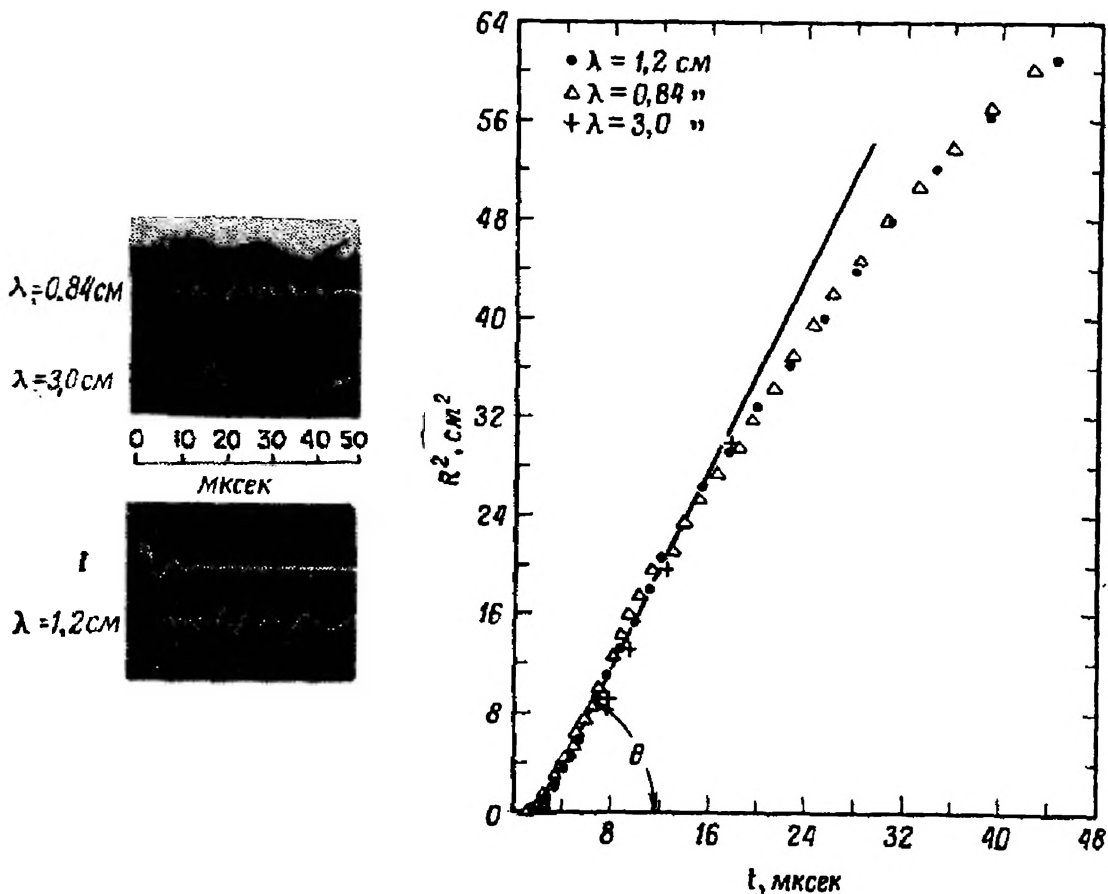
Полный период доплеровской кривой на осциллограмме соответствует радиальному смещению ударного фронта на половину длины волны. Соотношение для доплеровского смещения частоты имеет вид

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{2U}{c}, \quad (1)$$

где f — излученная частота, Δf — измеряемое на осциллограммах доплеровское смещение частоты, c — скорость распространения электромагнитной волны и U — скорость ударного фронта. На практике более разумным оказывается измерять непосредственно полное радиальное смещение как функцию времени, учитывая общее число периодов. Такое измерение можно проводить с точностью около 0,1 периода доплеровского смещения. На нижней осциллограмме эта точность

соответствует точности измерения движения фронта, которая оказывается равной около 0,5 мм.

Исходя из большого количества взрывов проволочек, было установлено, что результаты до некоторой степени чувствительны к изменениям в электрической цепи,

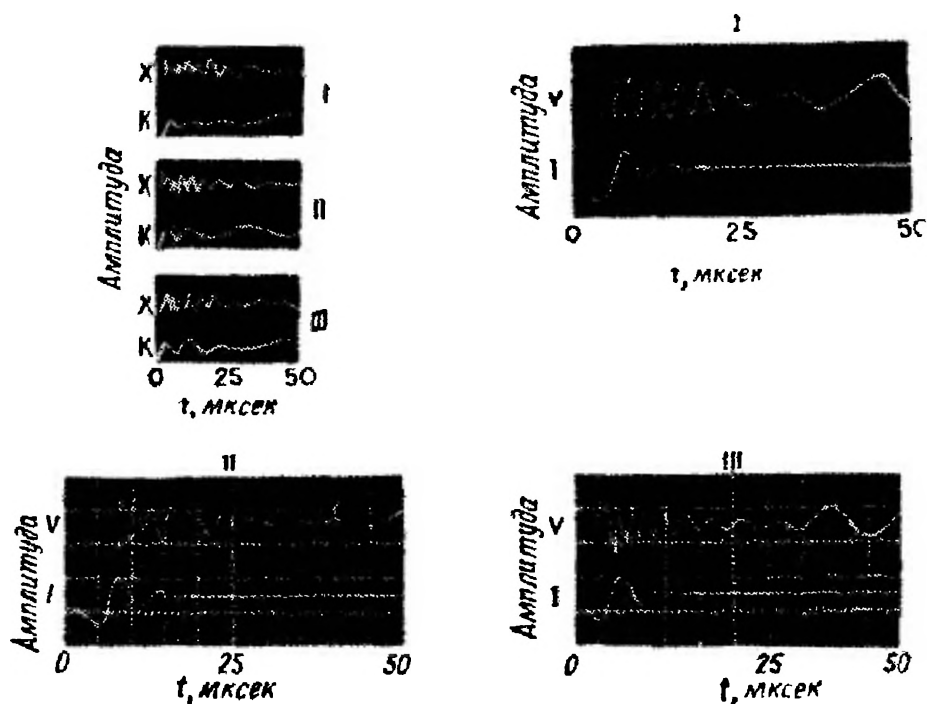


Фиг. 4. Осциллограммы измерений с помощью микроволновой доплеровской техники на трех частотах и осциллограмма тока (слева). Зависимость квадрата радиуса фронта ионизации от времени (справа).

Взрыв проводился в воздухе при давлении 300 мм рт. ст. Подводимая энергия 2000 дж; длина проволочки 4 см, диаметр 0,458 мм.

особенно к изменению общей индуктивности. В настоящем исследовании была проделана серия однородных взрывов, в которых внешние условия поддерживались одинаковыми, насколько это было возможно. Всего было проведено 49 различных взрывов. Каждый взрыв анализировался так, как показано на фиг. 4. Результаты эксперимента описаны ниже.

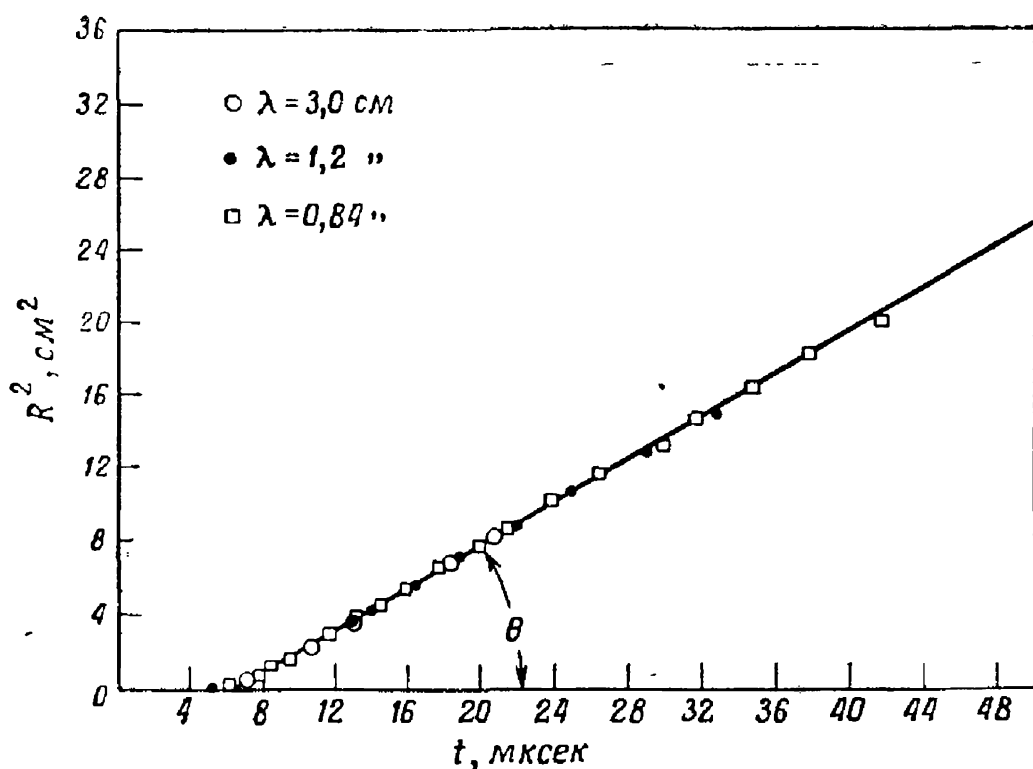
На фиг. 5—7 показана воспроизводимость результатов от взрыва к взрыву. На фиг. 5 приведены осциллограммы трех различных взрывов; экспериментальные кривые, полученные при взрывах II и III, указаны на фиг. 6 и 7. Наклоны этих кривых точно совпали. Во



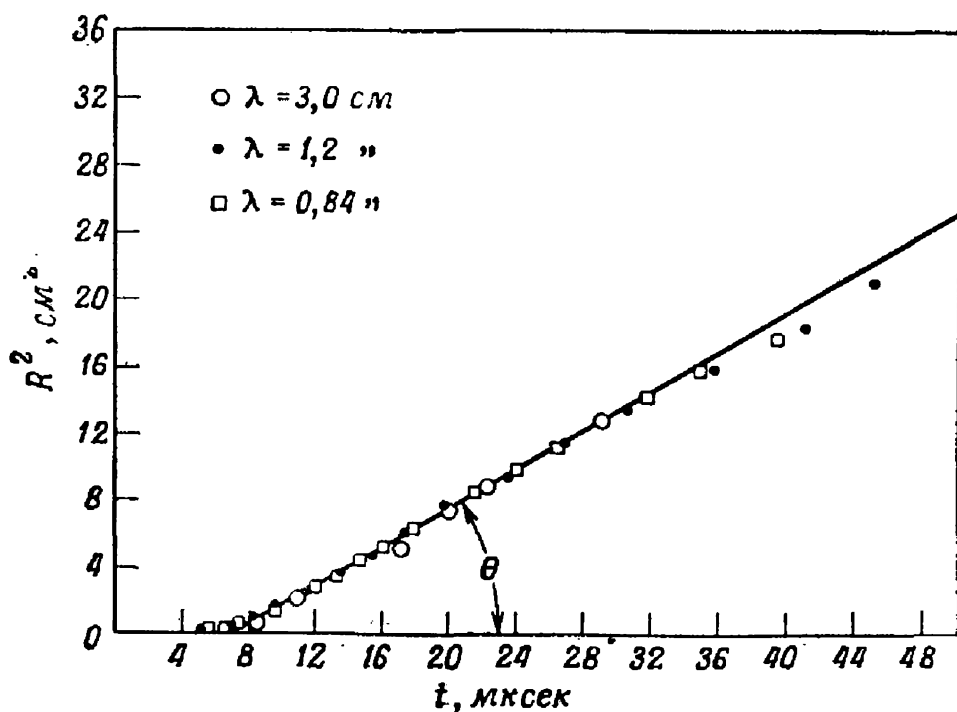
Фиг. 5. Результаты измерений с помощью микроволновой доплеровской техники для трех различных взрывов.

Все взрывы проводились в воздухе при давлении 150 мм рт. ст. Подводимая энергия 1445 дж, длина проволоочки 4 см, диаметр 0,229 мм. Измерения проводились с тремя сигналами с длинами волн 3,0; 1,2 и 0,84 см, обозначенных соответственно через К, Х и У.

всех других опытах наклоны также совпадают в пределах погрешностей эксперимента. Мюллер [1] использовал эту воспроизводимость от взрыва к взрыву для изучения развития процесса взрыва во времени. Следует подчеркнуть, что воспроизводимость имеет место только при взрывах, проводимых в одних и тех же экспериментальных условиях. При использовании в качестве рабочего газа комнатного воздуха изменение изо дня в день содержания водяного пара и других загрязнителей заметно влияло на характер ударных волн.



Фиг. 6. График зависимости квадрата радиуса фронта ионизации от времени для взрыва II на фиг. 5. Измеренная величина энергии взрыва равна 30,5 дж.



Фиг. 7. График зависимости квадрата радиуса фронта ионизации от времени для взрыва III на фиг. 5. Измеренная величина энергии взрыва равна 30,5 дж.

Интерпретация

При теоретическом исследовании сильных ударных волн Лин [4] получил следующее соотношение между временем и положением фронта цилиндрической ударной волны:

$$t = \frac{1}{2} \left(\frac{B\rho_0}{E} \right)^{1/2} R^2, \quad (2)$$

где t — время, R — расстояние от оси взрыва до ударного фронта, ρ_0 — начальная плотность газа перед ударной волной, E — энергия взрыва на единицу длины, B — безразмерный параметр (его значение, например, для воздуха равно 3,94) [6], зависящий от отношения удельных теплоемкостей γ .

Соотношение (2) справедливо при следующих условиях. Энергия при взрыве освобождается мгновенно; возмущение газа ударной волной подобно во все моменты времени, и с течением времени происходит лишь изменение линейных размеров возбужденной области. Газ предполагается идеальным с постоянным отношением удельных теплоемкостей. Потери энергии на ионизацию и излучение пренебрежимо малы.

В случае когда соотношение (2) применяется к ударным волнам, образованным при взрыве проволочек¹⁾, энергию взрыва на единицу длины можно вычислить непосредственно по результатам измерений положения ударного фронта; плотность газа при этом предполагается известной. Кривая зависимости квадрата радиуса от времени должна представлять прямую с тангенсом угла наклона m , равным

$$m = 2 \left(\frac{E}{B\rho_0} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Используя известные значения m и ρ_0 , вычисляем E .

Анализ данных

На фиг. 4 приведен типичный пример экспериментальной кривой. На прямолинейном участке кривой экспериментальные точки удовлетворяют параболиче-

¹⁾ Детально этот вопрос рассмотрен в работе [2].

скому закону, описываемому уравнением (2). При взрыве проволочки подводимая энергия в течение 1—2 мксек переходит в энергию взрыва, вычисляемую по начальному наклону кривой. В таком случае экспериментальные данные ложатся на прямую линию до тех пор, пока применимо приближение сильной ударной волны. На фиг. 4 отклонения от прямой начинаются с 18,1 мксек. В этот момент скорость ударной волны равна 1,42 км/сек, число Маха — 4,13. Последняя точка измерения получена через 45 мксек; соответствующее число Маха равно 1,64.

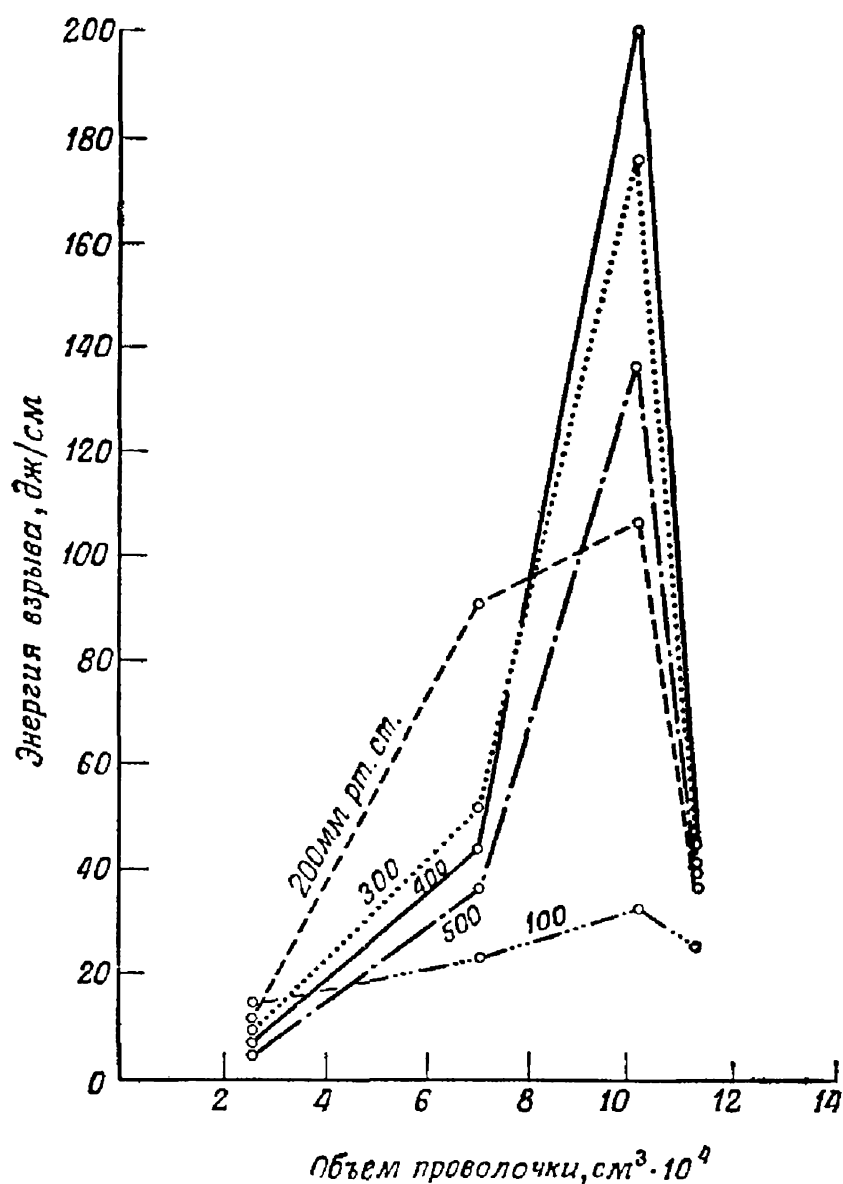
Таблица 1

Величина наклона $m = 2(E/V\rho_0)^{1/2}$ [см²/сек]

Подводимая энергия, Дж/см	Диаметр проволочки, мм	Давление, мм рт. ст.				
		100	200	300	400	500
282	0,229	0,92	0,71	0,74	0,77	(0,55)
	0,381	1,13	1,55	1,68	1,19	—
	0,458	(1,65)	1,59	1,35	1,03	0,92
361	0,229	0,76	0,56	0,69	(0,36)	0,46
	0,381	1,32	1,56	1,11	0,76	0,62
	0,458	1,30	1,72	1,90	1,28	1,17
500	0,229	(0,98)	0,63	0,40	0,33	0,25
	0,381	1,25	1,75	1,08	0,86	0,70
	0,458	1,48	1,89	1,99	1,84	1,36
	0,482	1,32	1,18	0,94	0,81	0,70

Было проведено исследование ударных волн, возбужденных при взрыве медной проволочки, при различных значениях размеров проволочки, давления газа и подводимой энергии. В табл. 1 приведены значения тангенса угла наклона прямых m . Из этой таблицы видна вполне определенная зависимость значений m от давления, за исключением случая проволочки диаметром

0,229 мм. В круглых скобках указаны значения, полученные с меньшей точностью.



Фиг. 8. График зависимости энергии взрыва от объема проволоки и давления при постоянной величине подводимой энергии, равной 500 дж/см.

В табл. 2 приведены значения величины энергии взрыва в джоулях на 1 см длины проволоки. Кривые зависимости энергии взрыва от размера проволоки и давления газа приведены на фиг. 8 при подводимой

Энергия взрыва, дж/см

Таблица 2

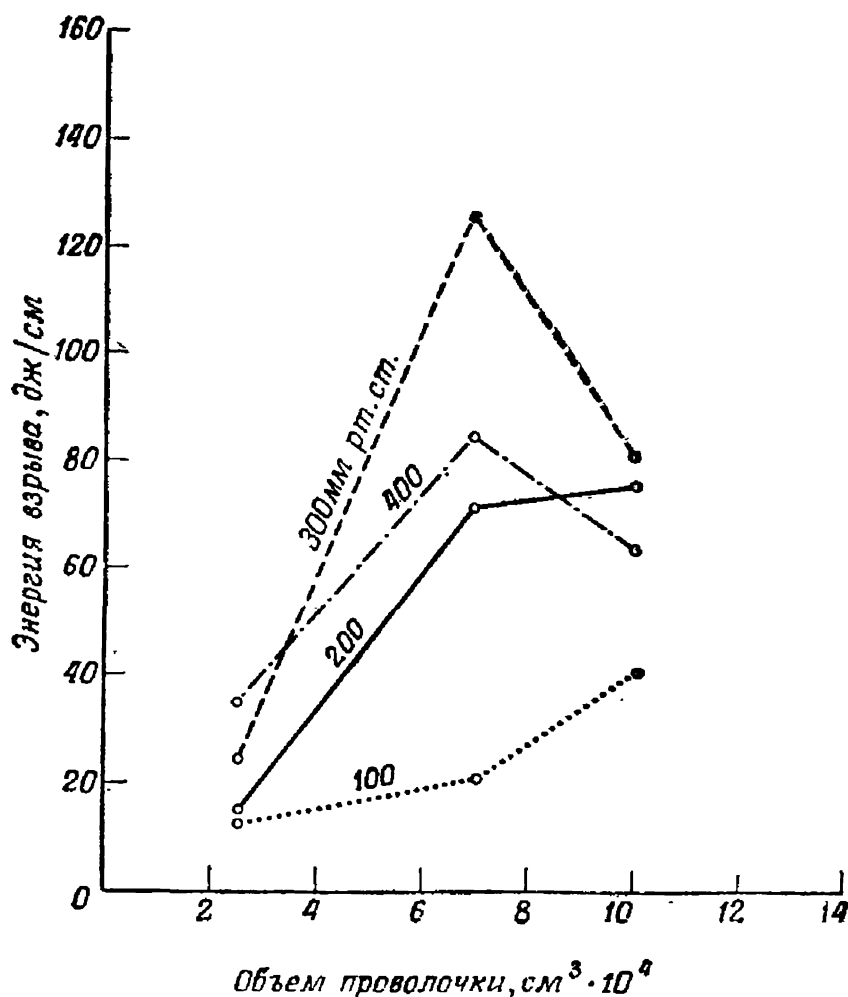
Подводимая энергия, дж/см	Диаметр проволочки, мм	Давление, мм рт. ст.				
		100	200	300	400	500
282	0,229	12,60	14,99	24,40	34,81	(22,48)
	0,381	18,76	71,45	125,78	84,23	—
	0,458	(40,36)	75,19	80,62	63,47	62,21
361	0,229	8,56	9,33	21,22	(7,71)	15,72
	0,381	25,63	72,38	54,91	34,45	28,56
	0,458	25,17	87,99	(160,9)	97,46	100,85
500	0,229	(14,24)	11,80	9,52	6,48	4,65
	0,381	23,16	91,08	51,98	43,99	36,20
	0,458	32,50	106,46	176,50	201,4	137,4
	0,482	25,75	41,41	39,55	39,41	36,72

Эффективность взрыва, %

Таблица 3

Подводимая энергия, дж/см	Диаметр проволочки, мм	Давление, мм рт. ст.				
		100	200	300	400	500
282	0,229	4,48	5,33	8,68	12,37	(7,99)
	0,381	6,67	25,40	44,7	30,0	—
	0,458	(14,4)	26,7	28,7	22,6	22,1
361	0,229	2,37	2,58	5,87	(2,13)	4,35
	0,381	7,10	20,0	15,2	9,54	7,91
	0,458	6,97	24,4	(44,5)	27,0	27,9
500	0,229	(2,85)	2,36	1,90	1,30	0,93
	0,381	4,62	18,2	10,4	8,8	7,2
	0,458	6,49	21,3	35,3	40,3	27,5
	0,482	5,15	8,28	7,91	7,88	(7,34)

энергии 500 дж/см и на фиг. 9 — при подводимой энергии 282 дж/см.



Фиг. 9. График зависимости энергии взрыва от объема проволоочки и давления при постоянной величине подводимой энергии, равной 282 дж/см.

Эффективности взрывов указаны в табл. 3. Здесь снова видна зависимость эффективности взрыва от давления.

Обсуждение

Обращаясь вновь к графику на фиг. 4 справа, замечаем, что результаты измерений на всех трех частотах лежат на одной кривой. Это показывает, что фронт ионизации является поверхностью разрыва в пределах ошибок настоящего метода (ошибка около 0,1 от наи-

меньшей длины волны 8 мм). Если бы распределение ионизованных частиц на фронте было более диффузным, высокочастотные колебания проникали бы глубже, так как отражение происходит от более плотных слоев плазмы. Этот факт позволяет с уверенностью применять теорию сильных ударных волн к ударному фронту ионизации.

Энергия взрыва

Приведенные в табл. 2 и на фиг. 8 и 9 результаты показывают, что при постоянных значениях подводимой энергии и размера проволоочки изменение давления газа приводит к изменению энергии взрыва. Кроме того, энергия взрыва зависит от размера проволоочки. При подводимой энергии 500 дж/см и использовании проволоочки диаметром 0,458 мм наблюдаемая величина энергии взрыва для всех давлений оказывалась наибольшей (см. фиг. 3). При отклонении размеров проволоочки на несколько десятков процентов от оптимальных энергия взрыва быстро падала по крайней мере в 5 раз. При меньших величинах подводимой энергии получались подобные результаты. Для проволоочки размером 0,381 мм наибольшая величина энергии взрыва наблюдалась при энергии 282 дж/см (см. фиг. 9). Максимальная эффективность взрыва для этого случая несколько превосходила эффективность при энергии 500 дж/см (см. табл. 3).

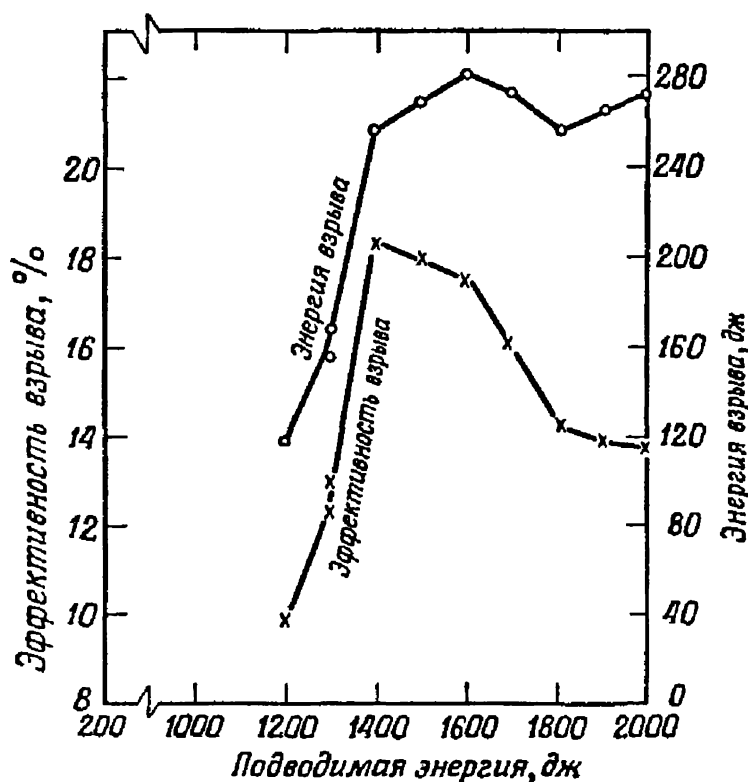
На фиг. 8 и 9 представлены зависимости величины энергии взрыва от размера проволоочки при заданных значениях подводимой энергии и давления. На фиг. 10 приведена зависимость величины энергии и эффективности взрыва от подводимой энергии для давления 300 мм рт. ст. и диаметра проволоочки 0,458 мм. Максимум эффективности оказывается при подводимой энергии 1400 дж или 350 дж/см. Энергия взрыва достигает при этом определенного значения и при дальнейшем увеличении подводимой энергии остается приблизительно постоянной, а эффективность быстро падает.

Основной вывод настоящего исследования состоит в том, что максимальное значение энергии взрыва может быть получено при определенных размерах прово-

лочки, давлении и параметрах оборудования. Увеличение запасенной электрической энергии оказывает слабое влияние на взрыв.

Эффективное время формирования ударной волны

Экстраполяция прямой линии зависимости R^2 от t (см. фиг. 4) определяет «эффективное время формирования», по истечении которого ударный фронт начинает

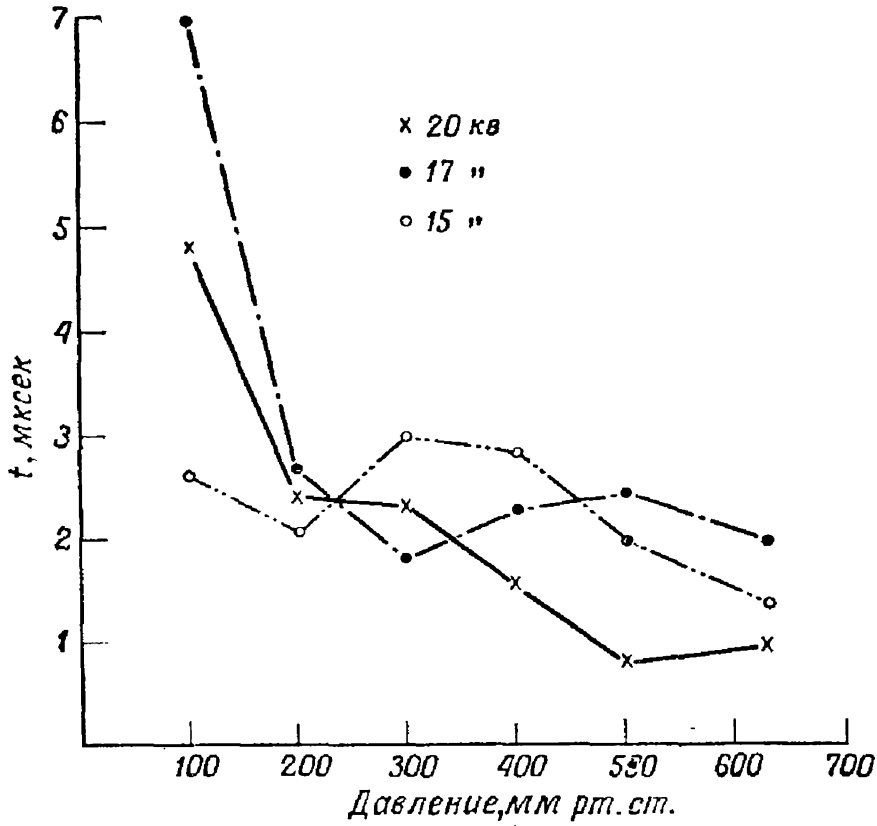


Фиг. 10. Эффективность и энергия взрыва проволочек.

Все взрывы проводились с проволочками длиной 4 см и диаметром 0,458 мм при давлении окружающего газа 300 мм рт. ст.

распространяться как ударная волна. Было изучено изменение эффективного времени формирования ударной волны в зависимости от давления газа; результаты приведены на фиг. 11. Видна определенная тенденция увеличения эффективного времени формирования ударной волны с понижением давления газа. Эта тенденция связана, конечно, с тем, что при низких давлениях

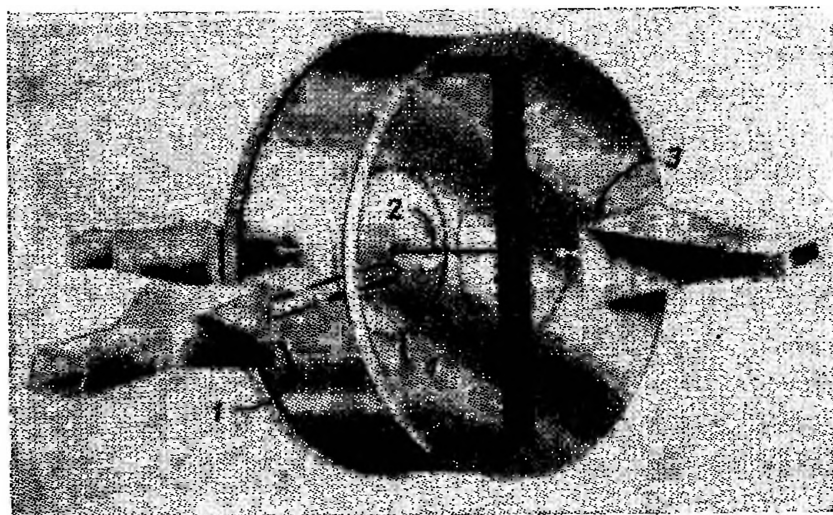
эффективность взрыва становится недостаточной для образования ударной волны. Причины такого явления при низких давлениях сложны, однако заметим, что при таких давлениях в окружающем газе возникает разряд



Ф и г. 11. Время формирования цилиндрических ударных волн при взрыве медной проволоочки диаметром 0,458 мм. Подводимая энергия 500, 361 и 281 дж/см соответственно для напряжений 20, 17 и 15 кв.

между электродами и энергия взрыва оказывается недостаточной для образования ударной волны. Механизм образования ударной волны при этом чрезвычайно усложняется. Увеличение давления вблизи проволоочки происходит из-за очень быстрого испарения материала проволоочки, а также благодаря интенсивному ультрафиолетовому излучению, возникающему вследствие высокой температуры проволоочки и поглощающемуся в окружающем газе на малых расстояниях от проволоочки. Эти два явления явно зависят от давления, однако

характер зависимости в известном смысле еще не объяснен. Авторы проводят новые эксперименты, в которых изучается влияние природы газа (например, сравнение аргона с воздухом) на формирование ударной волны, когда все другие условия постоянны.



Фиг. 12. Расположение микроволновых пучков относительно расширяющегося ударного фронта. Поперечный пучок смещен по радиусу на несколько сантиметров от оси проволоки. Полуширина пучка порядка длины волны или приблизительно 1 см для применяемых здесь частот. Допплеровский пучок распространяется перпендикулярно к ударной волне и дает радиальную скорость фронта.

1 — доплеровский пучок; 2 — проволока; 3 — поперечный пучок; 4 — ударный фронт.

Еще в 1954 г. Шреффлер и Кристиан [7] сообщили о явлении возбуждения вещества перед ударными волнами, исследуемыми в ударной трубе. Они полагали, что причиной этого является ультрафиолетовое излучение, испускаемое ударным фронтом. Недавно в работе [8] была измерена интенсивность излучения перед ударными волнами в электромагнитной ударной трубе. Было установлено, что большая часть излучения исходит от горячей плазмы вблизи электрической дуги и лишь около 10% излучается плазмой, связанной с ударным фронтом.

Для обнаружения предварительной ионизации с помощью микроволновой техники второй пучок располагают перпендикулярно первому, т. е. параллельно фронту, но смещают в радиальном направлении на 5 см от оси проволоочки. Величина потерь при прохождении поперечного пучка через ионизованный газ в совокупности с доплеровскими измерениями дает представление о ионизации перед ударным фронтом.

Результаты измерений предварительной ионизации будут опубликованы в работе [9]. Здесь мы отметим лишь, что, согласно предварительным измерениям, электронная плотность в нескольких сантиметрах перед ударным фронтом порядка $1,4 \cdot 10^{11}$ см⁻³. Перед ударным фронтом имеет место суперпозиция двух эффектов ионизации, обусловленных начальным взрывом проволоочки и ударным фронтом. В настоящее время проводится работа по отделению и измерению этих эффектов.

В работе Беннетта [2] обнаружена малая, но постоянно направленная вверх вогнутость на прямолинейном участке зависимости R^2 от t . При проверке в настоящей работе слабая вогнутость подтвердилась (см. фиг. 4), но величина ее амплитуды оказалась порядка ошибки эксперимента. Во всяком случае, вогнутость представляет собой малое возмущение к большому эффекту.

Беннетт рассматривал также теоретически предсказанное монотонное возрастание наклона кривой $R^2(t)$ с уменьшением давления при постоянном значении энергии взрыва. Он установил, что наклон остается постоянным до давления 0,2 атм. В табл. 1 показано, что наклон увеличивается с уменьшением давления, т. е. положение фронта ионизации более точно соответствует теоретическим результатам. Уменьшение наклона с понижением давления может быть объяснено возникновением разряда между электродами, благодаря которому уменьшается энергия взрыва проволоочки. С другой стороны, энергия взрыва, как показано на фиг. 8 и 9, оказывается определенной функцией плотности окружающего газа. Взрывающаяся проволоочка является преобразователем электрической формы энергии в механическую, как это отмечал Беннетт.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мюллер В., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 170.
2. Беннетт Ф. Д., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 191.
3. Hey J. S., Pinson J. T., Smith P. G., *Nature*, 179, 1184 (June 1957).
4. Lin S. C., *J. Appl. Phys.*, 25, 54 (1954).
5. Chace W. G., Levine M. A., *J. Appl. Phys.*, 31, 1298 (1960).
6. Jones D. L., *Phys. Fluids*, 4, 1183 (1961) [см. опечатки в *Phys. Fluids*, 5, 637 (1952)].
7. Shreffler R. C., Christian R. H., *J. Appl. Phys.*, 25, 324 (1954).
8. McLean E. A., Kolb A. C., Griem H. R., *Phys. Fluids*, 4, 1055 (1961).
9. Jones D. L. (в печати в *Phys. Fluids*).

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СХОДЯЩИХСЯ УДАРНЫХ ВОЛН

Р. Деннен, Л. Вильсон

При электрическом взрыве тонких металлических пленок, наносимых на внутреннюю поверхность стеклянных цилиндров, возбуждались сходящиеся ударные волны. Предварительные исследования движения результирующей ударной волны обнаружили хорошее согласие с выводами теории подобия при постоянной энергии. В противоположность взрывным ударным волнам сходящаяся волна, по видимому, обладает внутренней неустойчивостью. Несмотря на то что на поверхности волны, особенно в области центра схождения, однозначно установлены неоднородности, шлирен-фотографии показывают, что картина волны весьма симметрична.

Введение

В противоположность взрывным волнам сходящиеся ударные волны не затухают, а прогрессивно усиливаются по мере продвижения к центру схождения. Перри и Кантровитц [1], проводя эксперименты с цилиндрическими сходящимися волнами, наблюдали яркую световую вспышку в центре схождения, что свидетельствует о высоких температурах, достигаемых в этом месте. Теория подобия Гудерлея [2] предсказывает бесконечно большую амплитуду волн в центре схождения. В реальном газе, однако, имеется известный предел, ограничивающий интенсивность волн. Таким образом, сходящиеся ударные волны представляют определенные новые возможности для высокотемпературных исследований.

Некоторые возможные методы возбуждения сходящихся волн уже рассматривались [1]. Сферические сходящиеся волны как вторичный эффект при разрушении тонкостенных стеклянных сфер внутренним давлением наблюдал Гласс [3]. В данной работе развивается электрический метод возбуждения сходящихся цилиндрических волн.

Сходящиеся ударные волны представляют определенный интерес для исследования явления взрываю-

щихся проволочек, поскольку они являются составной частью этого явления. Известно, что сходящиеся ударные волны возбуждаются при взрыве [3]. Вначале ударная волна направлена наружу, но в конечном счете она сходится в центре взрыва. Подобные волны после их отражения в центре наблюдал также Беннетт [4]. Когда целью экспериментов со взрывами проволочек является достижение высоких температур, некоторый дополнительный выигрыш может быть получен путем применения полых проволочек; далее будет показано, что в таком случае образуется вторая сходящаяся волна.

По мере роста разрядного тока, протекающего по проволочке, энергия запасается в окружающем магнитном поле. Протекание тока приводит к расширению и быстрому испарению проволочки, т. е. к взрыву. Это расширение в случае твердой проволочки должно сказаться в увеличении ее радиуса. Расширяющиеся элементы тока будут выполнять работу против сил магнитного поля. Это работа против электродинамических сил сжатия. При использовании полых проволочки магнитное поле стремится сжать проволочку и таким образом к движению проволочки добавляется энергия.

Эта энергия, приводящая к росту температуры, оказывает максимальный эффект, когда электродинамическое давление много больше гидростатического. Отношение электродинамического давления к гидростатическому p_R/p_H может быть выражено в функции температуры.

При равенстве мощности излучения электрической мощности [5] можно записать.

$$T = \left(\frac{P}{\sigma A} \right)^{1/4} = \left(\frac{I^2 R}{\sigma A} \right)^{1/4},$$

где T — температура, δ — постоянная Стефана — Больцмана, A — излучающая площадь проволочки, P — электрическая мощность, I — ток, R — сопротивление. Таким образом,

$$T^4 \sim I^2.$$

Давление электродинамических сил на внешней поверхности полых трубки дается как $p_R = I^2 / 100\pi a^2$ (дин/см²),

где a — внешний радиус тонкостенного проводящего цилиндра, так что

$$p_p \sim T^4.$$

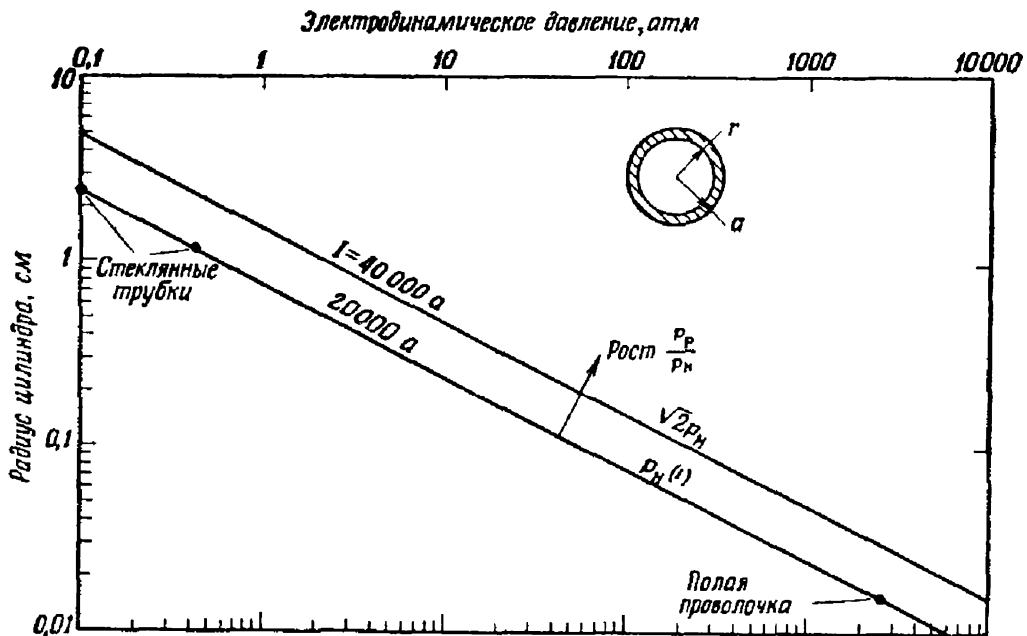
В предположении идеального газа

$$p_H = nkT.$$

Тогда

$$\frac{p_p}{p_H} \sim T^3 \quad \text{или} \quad \frac{p_p}{p_H} \sim I^{3/2}.$$

Таким образом, при увеличении температуры или тока можно ожидать роста влияния электродинамических сил сжатия.



Фиг. 1. Электродинамическое давление на внешней поверхности проводящего тонкостенного цилиндра.

● экспериментальные точки;

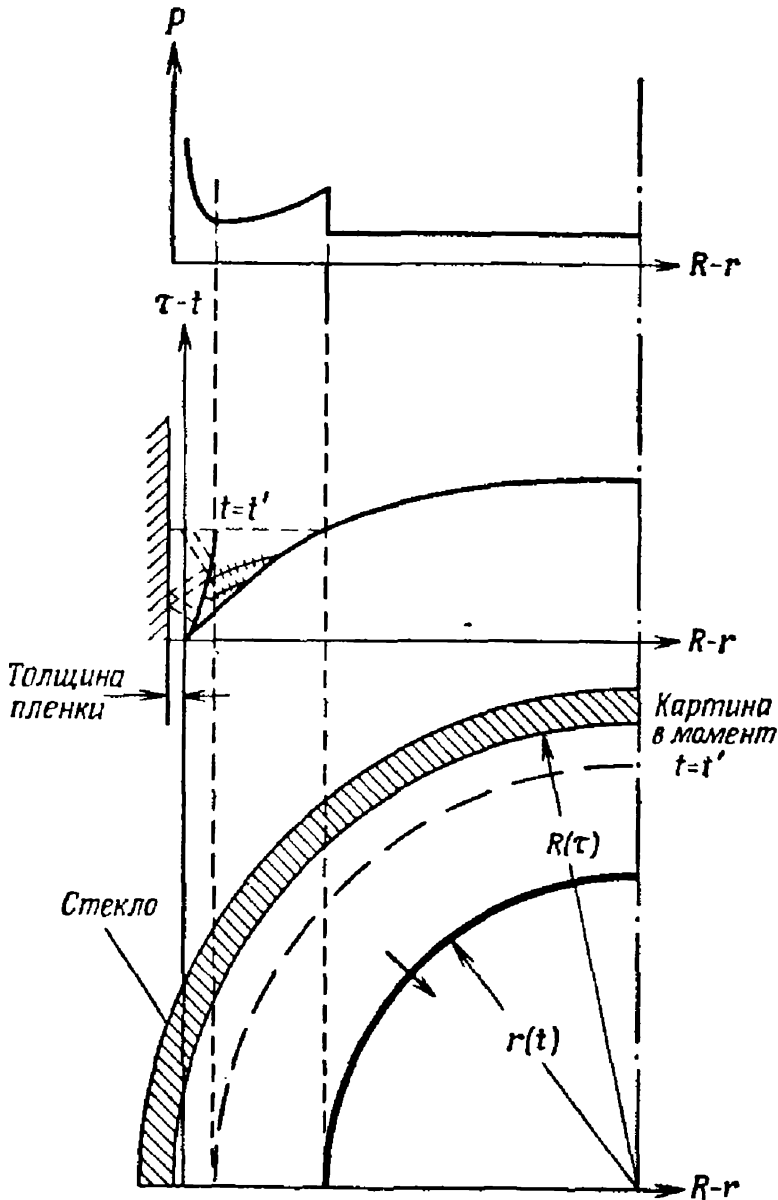
$$p_p = \frac{I^2}{200 \pi a^2} \text{ атм.}$$

На фиг. 1 электродинамическое давление представлено в функции внешнего радиуса проводника для постоянного тока 20 000 и 40 000 а. Используя предположения

$$p_H \sim T \quad \text{и} \quad T \sim I^{1/2},$$

можно видеть, что рост тока ведет к увеличению отношения ρ_P/ρ_H .

Эксперименты, проведенные с полыми проволочками при фиксированных величинах токов, обнаружили

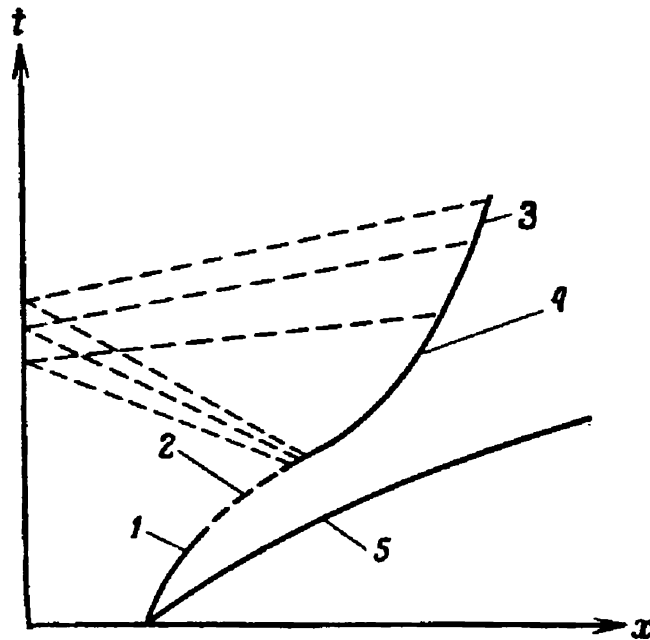


Ф и г. 2. Пространственно-временная картина движения цилиндрической сходящейся волны.

возрастание температуры лишь на поверхности проволочки.

Движение внутренней поверхности полой проволочки или стенки трубки возбуждит сходящуюся цилиндри-

ческую ударную волну. Образуется своеобразная цилиндрическая «ударная труба» (фиг. 2). Диаграмма движения волны иллюстрирует пространственно-временную картину сходящейся волны в координатах $\tau-t$, $R-r$ (R и r обозначены на рисунке, τ — время прихода волны в центр, $\tau-t$ — время движения после инициации); на фиг. 2 показано распределение давлений.



Фиг. 3. $x-t$ -диаграмма начала имплозии.

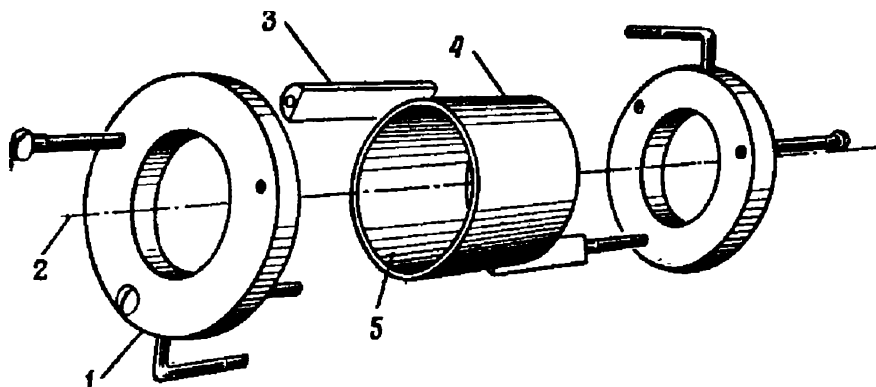
1—расширение твердой фазы; 2—фазовый переход;
3—контактная поверхность; 4—расширение газовой фазы; 5—ударная волна.

Возбуждение ударной волны усложняется фазовым превращением в материале проволоочки в первые моменты движения. Фазовые превращения схематически представлены на фиг. 3. Возможно, что в начальной стадии движения волна возбуждается за счет термического расширения внутренней поверхности, которая работает при этом как своеобразный «цилиндрический поршень». В случае малых трубок и высоких токов электродинамические силы могут усилить эту обращенную внутрь скорость поверхности. Затем это движение сменяется перемещением поверхности вследствие фазового перехода в проводящем материале; это показано

пунктиром на линии 3 фиг. 3. В некоторой точке после фазового перехода материал фольги действует как толкающий газ в ударной трубе, причем его давление зависит от энергии, сообщенной материалу фольги к этому времени. Если фазовый переход происходит достаточно быстро, в сторону газа высокого давления отправляются волны разрежения и может образоваться вторая ударная волна, что вызывает скачки в скорости контактной поверхности. Вторая ударная волна быстро обгоняет первую. В течение этой начальной стадии движения контактная поверхность и ударная волна благодаря сходимости потока движутся ускоренно.

Эксперимент

Для исследования всех описанных движений и сил требуются некоторые промежуточные условия. При использовании малых цилиндров получаются большие



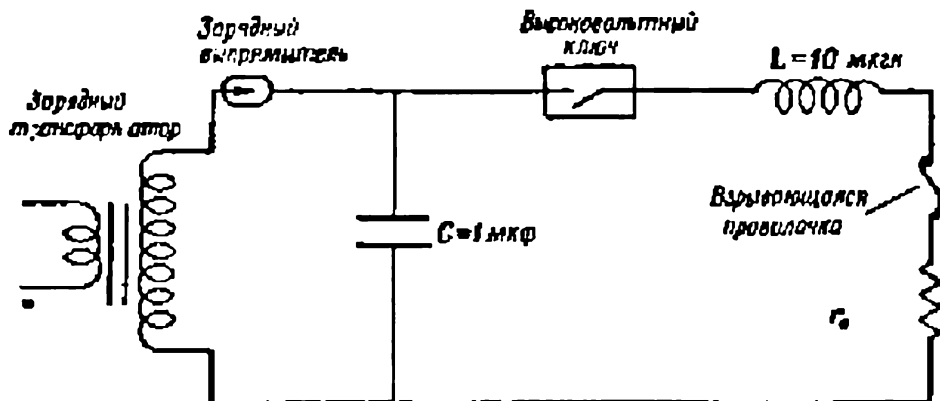
Фиг. 4. Конструкция трубки и электродов.

1 — медный электрод; 2 — оптическая ось; 3 — тефлоновый изолятор;
4 — стеклянная трубка; 5 — серебряная пленка.

электродинамические силы, однако оказывается фактически невозможно наблюдать движение ударной волны. В описываемых здесь экспериментах применялись большие цилиндры, и давления, вызванные электродинамическими силами, были пренебрежимо малы.

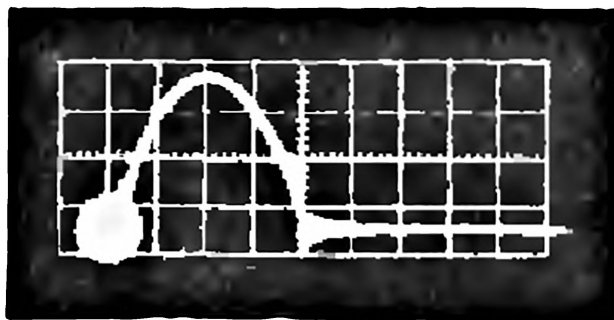
Устройство всей системы, состоящей из цилиндра и электродов, показано на фиг. 4. Стеклянный цилиндр химическим путем покрывался пленкой серебра толщиной 300 Å. Для уменьшения краевых эффектов внутренний

радиус электродов был на 30% меньше, чем диаметр стеклянного цилиндра. Длина цилиндра примерно в 2 раза превышала диаметр. Цилиндр включался в разрядный контур, схема которого изображена на фиг. 5.



Фиг. 5. Схема разрядного контура.

Параметры контура: емкость 1 мкф, индуктивность 10 мкГн. Высоковольтный ключ состоял из трех последовательно включенных водородных тиратронов типа 1257V, рассчитанных на 33 кВ. Одновременное срабатывание всех тиратронов происходит при запуске самого



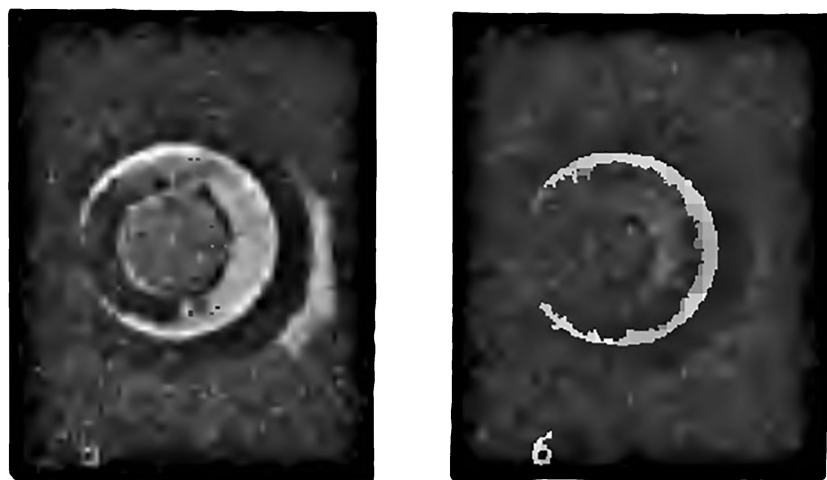
Фиг. 6. Разрядный ток через серебряный цилиндр диаметром 40 мм; 35 кВ; 4800 а/см; 2 мксек/см.

нижнего. При этом возникают затухающие колебания, однако вследствие вентильного действия тиратронов отрицательный полупериод тока обрезается, так что результирующий импульс тока имеет форму, показанную на фиг. 6. Измерения тока проводились с помощью малоомного шунта с пренебрежимо малой индуктивностью.

Ось цилиндра совмещалась с оптической осью шпирной системы. Ударная волна фотографировалась с помощью задержанной световой вспышки длительностью 0,8 мксек, причем затвор камеры был заранее открыт. С описанной фотографической техникой, конечно, нельзя было проследить движение волны в одном эксперименте. С этой целью делалась серия фотографий одинаковых стеклянных цилиндров с различными временными задержками вспышки.

Результаты и обсуждение

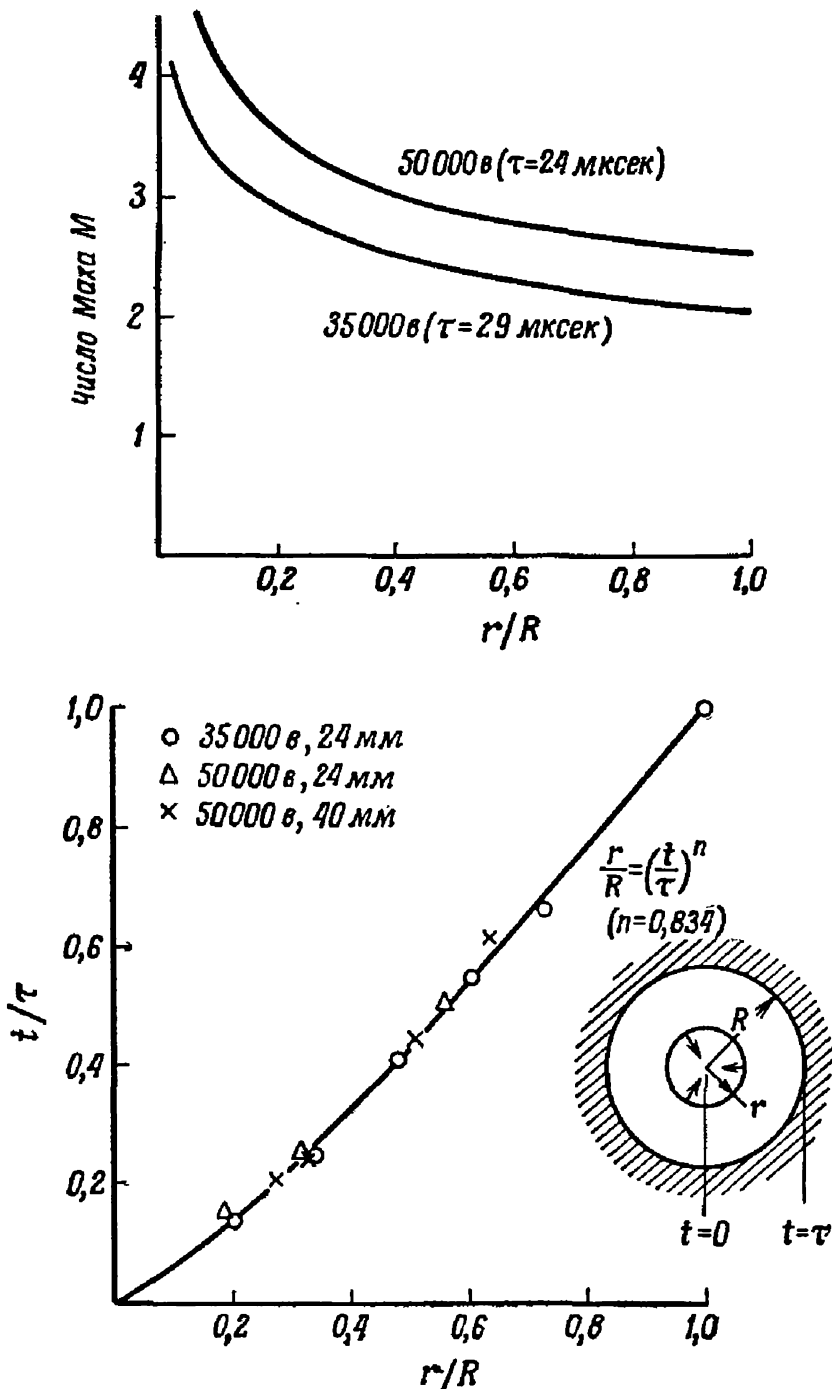
На фиг. 7 представлены две типичные теневые фотографии сходящихся волн. В основном получались круговые довольно симметричные волны. Однако время от



Фиг. 7. Сходящиеся ударные волны, получаемые со стеклянным цилиндром диаметром 40 мм; 50 кв.

времени наблюдались значительные искажения ударного фронта типа, представленного на фиг. 7, а или же в меньшей степени на фиг. 7, б. В тех случаях, когда в форме волны проявляются иррегулярности, в потоке за волной должен существовать градиент скорости, параллельный поверхности ударной волны. В результате этого градиента от основной волны отходит назад волна сжатия или ударная волна. Такого рода искажения можно заметить на фиг. 7.

Если R — радиус цилиндра и r — полное время движения, то уравнение движения ударной волны может



Фиг. 10. Движение сходящихся ударных волн.

быть записано как $r/R = (t/\tau)^n$. Из соображений размерности следует, что τ определяется энергией, подводимой к системе при разряде.

Согласно расчетам Гудерлея [2], для очень сильных ударных волн в предположении выполнения условий подобия для скорости, температуры и распределения давления за сходящейся цилиндрической ударной волной $n=0,834$. Предположения подобия ограничивают справедливость этого расчета лишь тем случаем, когда после первичного образования ударной волны к системе уже не добавляется более энергии (т. е. ударная волна не разгоняется после того, как она образована). Импульс тока, протекающего через фольгу цилиндра, составляет ~ 7 мксек, тогда как полное время, необходимое ударной волне для достижения центра, равно ~ 25 мксек. Таким образом, по-видимому, энергия подводится к системе довольно продолжительное время и при движении волны. Поэтому весьма неожиданным является хорошее согласие настоящих результатов с предсказаниями Гудерлея (фиг. 10). Хорошее согласие не может быть объяснено ограничениями сильных волн, наложенными в анализе Гудерлея.

Честер [6] определил величину n путем решения уравнений движения волны в сходящемся клине. Его результаты совпадают с выводами Гудерлея для очень сильных ударных волн. Для волн меньшей интенсивности в условиях данной работы результаты Честера дают n от 0,834 до 0,829, что не приводит к заметной разнице в виде кривой фиг. 10.

Можно сделать предположение, что нерегулярности в поверхности волны и ударные волны, идущие назад по направлению к толкающей поверхности, отводят энергию от ударного фронта и уравнивают подвод энергии от взрывной поверхности. В этом случае ударная волна, по-видимому, движется в значительной степени как «свободная», т. е. почти независимо от энергии, подводимой к системе после короткого первоначального периода.

В предположении гудерлеевского соотношения для движения волны $r/R = (t/\tau)^n$ дифференцирование дает выражение для числа Маха ударной волны в виде

$$M = \frac{nR}{rc} \left(\frac{r}{R} \right)^{1-1/n},$$

где c — скорость звука в газе перед фронтом ударной волны. Эта зависимость представлена графически на фиг. 10 для $R=24$ мм и $\tau=29$ и 24 мксек, что соответствует напряжениям заряда конденсатора 35 и 50 кв. Кривые построены в предположении $n=0,834$. Ввиду хорошего согласия экспериментальных данных и теории Гудерлея для $n=0,834$ эти кривые, по-видимому, хорошо отражают реально получаемые числа Маха. В таком случае максимальная скорость ударной волны составляет около 3,5. Положение и скорость ударной волны в непосредственной близости от центра не могут быть установлены в данных экспериментах, поскольку искажения фронта в этой области делают неоднозначным значение среднего радиуса волны.

Описанные эксперименты представляют собой первую попытку получения сходящихся цилиндрических волн и изучения их последующего движения. Для распространения исследований на области, еще более близкие к центру, необходимо получить более устойчивые волны. Для этого должны быть предварительно выделены параметры, определяющие стабильность волны. Примененная в данном исследовании техника шлирен-фотографирования в отдельных опытах мало пригодна для изучения стабильности. Необходимо, разумеется, проследить движение отдельных волн, используя технику высокочастотной съемки. При этом можно будет наблюдать кинетику развития или распада возмущений в потоке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parry R. W., Kantrowitz A., *J. Appl. Phys.*, 27, 7 (1951).
2. Guderley G., *Luftfahrtforschung*, 19, 9 (1942).
3. Glass I. I., *Aerodynamics of Blasts*, UTIA Rev. 17, University of Toronto, 1960.
4. Беннетт Ф., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. I, ИЛ, 1963, стр. 191.
5. Шеррер В., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. I, ИЛ, 1963, стр. 109.
6. Chester W., *Quart. J. Mech. and Appl. Math.*, 6, 440 (1953).

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ВЗРЫВЕ ПРОВОЛОЧЕК

К. Осима

Введение

В этой работе исследуются цилиндрические ударные волны, возникающие при взрыве проволоочки. Для получения сильных ударных волн взрыв проволоочки проводился во взрывной камере при различных низких давлениях. При помощи интерферометра Маха—Зендера наблюдались распределения плотности воздуха. Проанализированы процессы образования, распространения и внутренней структуры ударной волны.

При анализе этих данных были использованы первое приближение теории Тейлора — Лина — Сакурая и второе приближение Сакурая для сильных ударных волн. Для анализа ударных волн средней интенсивности применялась недавно созданная теория квазилинейного подобия.

Эта теория основывается на предположении о том, что распределения скорости течения, плотности и давления локально подобны. Результаты эксперимента удовлетворительно согласуются с соответствующими теоретическими предсказаниями.

Большая часть настоящих исследований, включая эксперименты, была проведена в Авиационном исследовательском институте при Токийском университете. Полный список литературы по этому вопросу приведен в работе [1]. Кроме того, первая часть экспериментов была доложена Сакураем [2] на первой конференции по явлению взрыва проволоочек.

Теория квазиподобия

Основные уравнения

Рассмотрим сферически симметричное, цилиндрически симметричное и плоское течение идеального газа. Если пренебречь влиянием вязкости и теплопроводности,

то основные уравнения будут иметь следующий вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} = -\rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \delta \frac{u}{r} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (p\rho^{-\gamma}) + u \frac{\partial}{\partial r} (p\rho^{-\gamma}) = 0, \quad (3)$$

где u , p , ρ — скорость, давление и плотность газа, r — расстояние от центра, t — время, γ — отношение теплоемкостей газа. Величина δ принимает значения 2, 1 или 0 соответственно для случаев сферической симметрии, цилиндрической симметрии и плоского течения.

Граничные условия на ударном фронте $r=R$ взяты в виде хорошо известных соотношений Ренкина — Гюгонио

$$\begin{aligned} \frac{u}{U} &= \frac{2}{\gamma+1} (1-\eta), \\ \frac{p}{p_0} &= \frac{2\gamma}{\gamma+1} \eta - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1+2\eta}, \end{aligned} \quad (4)$$

где индекс 0 относится к значениям величин в невозмущенном газе. Число Маха ударного фронта M определяется как $M=U/c_0$, где U — скорость ударного фронта, $U=dR/dt$, а c_0 — скорость звука в невозмущенном газе; наконец, $\eta=1/M^2$.

Скорость жидкости в центре должна быть равна нулю

$$u=0 \quad \text{при} \quad r=0. \quad (5)$$

Энергия газа за ударной волной во всем объеме на единицу длины и на единицу площади соответственно в случае сферически симметричного, цилиндрически симметричного и плоского течения будет равна

$$E = \int_0^R \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p-p_0}{\gamma-1} \right) dV, \quad (6)$$

где dV — элемент объема за ударной волной. Предполагается, что величина этой энергии постоянна.

Преобразуем переменные u , p и ρ к безразмерному виду следующим образом:

$$f = \frac{u}{U}; \quad g = \frac{1}{M^2} \frac{p}{p_0}; \quad h = \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (7)$$

Аналогично запишем независимые переменные r и t в безразмерном виде

$$\begin{aligned} x &= \frac{r}{R}, \\ y &= \frac{R}{R_0}, \end{aligned} \quad (8)$$

где R_0 — характеристическая длина, определяемая через E и ρ_0 следующим образом:

$$R_0 = \left(\frac{E}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3} \quad \text{для } \delta = 2,$$

$$R_0 = \left(\frac{E}{4\pi\rho_0} \right)^{1/2} \quad \text{для } \delta = 1,$$

$$R_0 = \frac{E}{\rho_0} \quad \text{для } \delta = 0.$$

Тогда основные уравнения преобразуются к виду

$$y \frac{\partial f}{\partial y} + (f - x) \frac{\partial f}{\partial x} = -af - \frac{1}{yh} \frac{\partial g}{\partial x}, \quad (9)$$

$$y \frac{\partial h}{\partial y} + (f - x) \frac{\partial h}{\partial x} = -h \left(\frac{\partial f}{\partial x} + \delta \frac{f}{x} \right), \quad (10)$$

$$y \frac{\partial g}{\partial x} + (f - x) \frac{\partial g}{\partial x} = -2ag - yg \left(\frac{\partial f}{\partial x} + \delta \frac{f}{x} \right), \quad (11)$$

где

$$a = \frac{y}{U} \frac{dU}{dy} = \frac{d(\log M)}{d(\log R)}. \quad (12)$$

Граничные условия (4) при $x=1$ перепишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} f(1, y) &= \frac{2}{\gamma+1} (1 - \eta), \\ g(1, y) &= \frac{2\gamma}{\gamma+1} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \eta, \\ h(1, y) &= \frac{\gamma+1}{\gamma-1+2\eta}, \end{aligned} \quad (13)$$

а условие (5) при $x=0$ как

$$f(0, y) = 0. \quad (14)$$

Уравнение энергии (6) принимает вид

$$y^{-(\delta+1)} = M^2 J - \frac{1}{(\delta+1)(\gamma-1)}, \quad (15)$$

где

$$J = \int_0^1 \left(\frac{\gamma}{2} h f^2 + \frac{g}{\gamma-1} \right) x^\delta dx. \quad (16)$$

Квазиподобие

В соответствии с экспериментальными данными можно предположить, что распределения h подобны в ограниченной области изменения y . Это означает локальное подобие распределений h . Поэтому можно написать

$$\frac{\partial h}{\partial y} = h \text{ (функция от } y). \quad (17)$$

Если при $x=1$ воспользоваться для h граничным условием (13), то величина $\partial h/\partial y$ может быть записана в виде функции от y

$$y \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{4\eta}{\gamma-1+2\eta} ah. \quad (18)$$

Аналогично

$$y \frac{\partial f}{\partial y} = \frac{2\eta}{1-\eta} af, \quad (19)$$

$$y \frac{\partial g}{\partial y} = \frac{2(\gamma-1)\eta}{2\gamma-(\gamma-1)\eta} ag. \quad (20)$$

Воспользовавшись этими соотношениями, преобразуем основные уравнения (9) — (11). В результате получим

$$(f-x) \frac{df}{dx} + \frac{1}{\gamma h} \frac{dg}{dx} = -\frac{1+\eta}{1-\eta} af, \quad (21)$$

$$h \frac{df}{dx} + (f-x) \frac{dh}{dx} = -\delta \frac{hf}{x} - \frac{4\eta}{\gamma-1+2\eta} ah, \quad (22)$$

$$\gamma g \frac{df}{dx} + (f-x) \frac{dg}{dx} = -\delta \gamma \frac{gf}{x} - \frac{4\gamma}{2\gamma-(\gamma-1)\eta} ag. \quad (23)$$

Существует частный интеграл уравнений (22) и (23), так называемый адиабатический интеграл, который равен

$$h^\gamma [h(x-f)x^\delta]^{1+\delta+\frac{4\eta a}{\gamma-1+2\eta}} = \frac{4\gamma \left[\frac{1}{2\gamma-(\gamma-1)\eta} - \frac{\eta}{\gamma-1+2\eta} \right]}{2\gamma-(\gamma-1)\eta} = \frac{(\gamma+1) \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1+2\eta} \right)^\gamma g}{2\gamma-(\gamma-1)\eta}. \quad (24)$$

Чтобы использовать этот интеграл, введем новые переменные

$$\begin{aligned} j &= x - f, \\ k &= 1 - (x - f)^2 \frac{h}{g}. \end{aligned} \quad (25)$$

Тогда основные уравнения примут вид

$$\frac{dj}{dx} = A + \left(B - \delta \frac{j}{x} \right) \frac{1}{k} + C \frac{x}{j} \left(1 - \frac{1}{k} \right), \quad (26)$$

$$\frac{dk}{dx} = \frac{1-k}{j} \left\{ D - (\gamma-1) \frac{dj}{dx} - \delta (\gamma-1) \frac{j}{x} \right\}, \quad (27)$$

где

$$\begin{aligned} A &= 1 + \frac{1+\eta}{1-\eta} a, & B &= \left\{ -\frac{1+\eta}{1-\eta} + \frac{4}{2\gamma-(\gamma-1)\eta} \right\} a + \delta, \\ C &= -\frac{1+\eta}{1-\eta} a, \\ D &= (\gamma-1)(1+\delta) - \left[\frac{4\eta}{\gamma-1+2\eta} - \frac{4\gamma}{2\gamma-(\gamma-1)\eta} \right] a. \end{aligned} \quad (28)$$

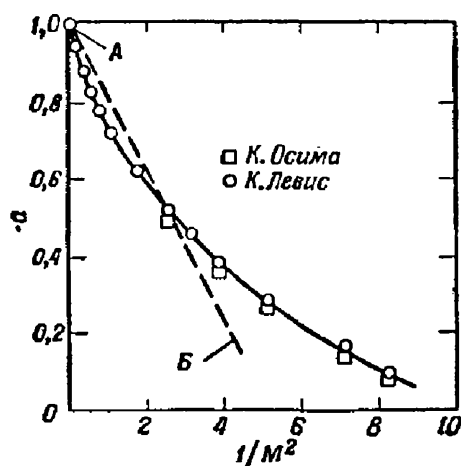
Граничные условия (13) и (14) при этом можно записать в следующем виде:

$$j(1) = \frac{\gamma-1+2\eta}{\gamma+1}, \quad k(1) = \frac{(\gamma+1)(1-\eta)}{2\gamma-(\gamma-1)\eta}, \quad (29)$$

$$j(0) = 0, \quad k(0) = 1. \quad (30)$$

Таким образом, мы сформулировали граничную задачу с неизвестным параметром a для каждого значения η .

Эта граничная задача была решена Левисом на вычислительной машине. Он отметил некоторые погрешности в предыдущей работе [1] и указал более точные значения [3], которые совпали с дальнейшими вычислениями автора, проведенными независимо. На фиг. 1 приведены значения α для решений первого приближения Тейлора — Лина — Сакурая, второго приближения Сакурая и теории квазиподобия. Теория квазиподобия неприменима к сильным ударным волнам, потому что,



Фиг. 1. Коэффициент затухания для осесимметричных ударных волн.

А — 1-е приближение; Б — 2-е приближение теории Сакурая.

как показано экспериментально, не существует локального подобия распределений h . Эта теория может применяться только к ударным волнам средней интенсивности и использоваться для расширения области применимости второго приближения теории Сакурая.

Приближенные решения

Из полученных численных результатов следует, что решение для j может быть приближенно представлено в виде

$$j = \alpha x + \beta x^n, \quad (31)$$

где α , β и n определяются из значений величин j и dj/dx при $x=1$ и $x=0$ [(26), (29), (30)]

$$\alpha = \frac{A+B}{1+\delta}, \quad \beta = j(1) - \alpha, \quad n = \frac{\frac{dj}{dx} - \alpha}{j(1) - \alpha}. \quad (32)$$

Используя формулу (31), получим из (27)

$$k = 1 + \{1 - k(1)\} \left(\frac{j}{j(1)}\right)^{\gamma+1+\frac{D}{(n-1)a}} x^{-\frac{nD}{(n-1)a}+\delta(\gamma-1)}, \quad (33)$$

а из (22) и (23) находим

$$g = g(1) \left(\frac{j(1)}{j}\right)^{\frac{(n+\delta)\gamma}{n-1}} x^{\frac{n\gamma(1+\delta)}{n-1}-\delta\gamma}, \quad (34)$$

$$h = h(1) \left(\frac{j(1)}{j}\right)^{\frac{1+\delta+\frac{4\eta a}{\gamma-1+2\eta}}{(n-1)a}+1} x^{\frac{n\left(1+\delta+\frac{4\eta a}{\gamma-1+2\eta}\right)}{(n-1)a}-\delta}. \quad (35)$$

Подставив приближенные выражения (31), (34) и (35) в (16), найдем величину J . Используя это выражение для величины J и уравнение (15), получим соотношение между M и y . Эти соотношения также применимы только к ударным волнам средней интенсивности, так что фактически соотношение, указанное на фиг. 12, получено в соответствии со вторым приближением Сакурая. Численное интегрирование этой кривой позволяет описать распространение ударной волны (фиг. 13).

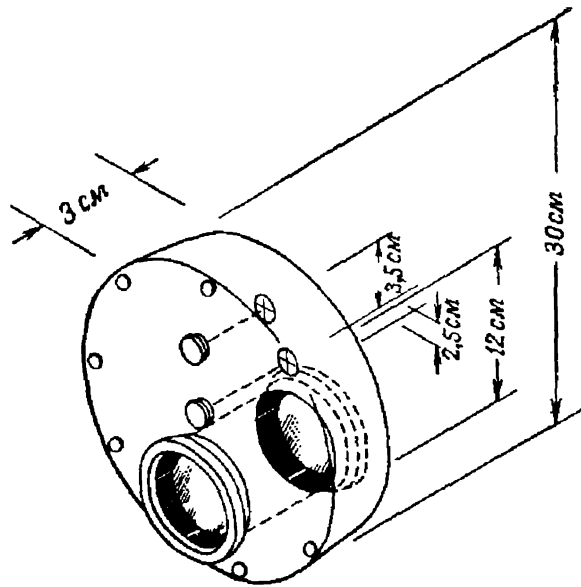
Экспериментальные результаты

Проволочка взрывалась в стальной ударной камере, показанной на фиг. 2, давление в которой можно было понижать до 1 мм рт. ст. В стенках камеры напротив друг друга сделаны два круглых стеклянных окошка диаметром 12 см. Две пары держателей проволочек прикреплены к стенкам. Медные проволочки диаметром 0,1; 0,12 или 0,15 мм натягивались между какой-либо парой этих держателей, а затем взрывались при разряде конденсатора.

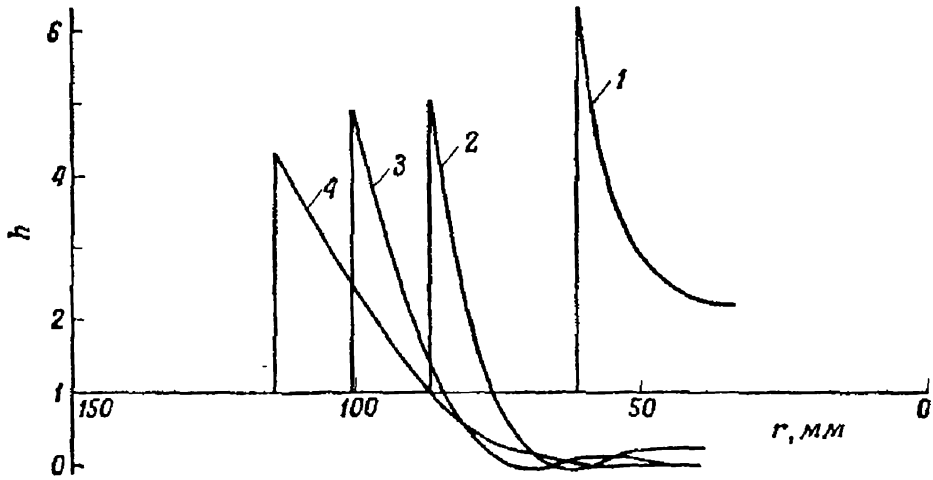
Эксперименты проводились при различных значениях энергии разряда и давления в камере; интерферограммы снимались в различные интервалы времени после момента взрыва. В таблице подробно указаны условия каждого эксперимента, в котором проводилось несколько измерений в различные моменты времени. На фиг. 3—6 показаны примеры распределения плотности

Экспериментальные условия

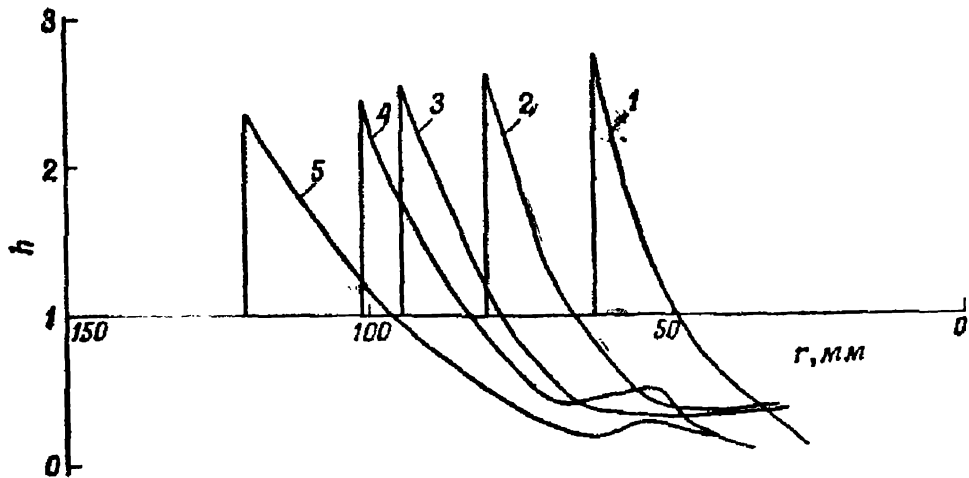
Параметры	Случай							
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
Область изменения числа Маха . . .	6,5—3	2,1—1,5	1,53—1,39	1,13—1,11	1,08—1,12			—
Положение ударного фронта, мм	85—150	60—130	75—120	80—130	110—130			40—60
Давление в камере, мм рт. ст. . . .	10	40	130	760	760			10
Разрядное напряжение, кв	6	6	6	6	4—5			7
Емкость разрядного конденсатора, мкф	8	8	8	8	4			8
Диаметр проволочки, мм	0,10	0,10	0,10	0,10	0,1	0,12	0,15	0,10



Фиг. 2. Взрывная камера.



Фиг. 3. Распределения $h(r)$ для случая I.



Фиг. 4. Распределения $h(r)$ для случая II.

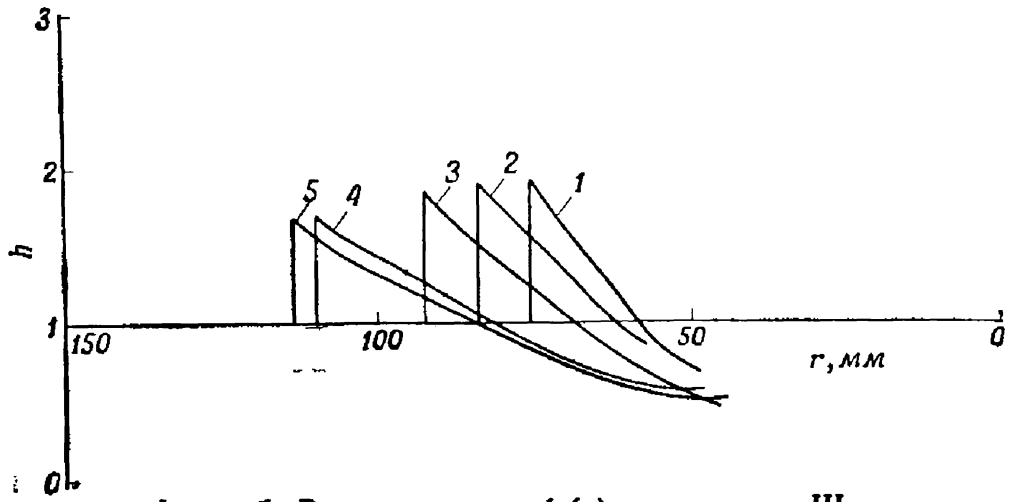
газа с расстоянием для различных давлений в камере и при постоянной энергии разряда (случаи I—IV), а на фиг. 7 — пример изменения распределения плотности для различных значений энергии разряда при постоянном давлении в камере (случай V).

Хотя процесс образования ударной волны не подчиняется предположению о мгновенном освобождении энергии, которое лежит в основе теории Тейлора — Сакурая, интересно, что распределения плотности газа в сильной ударной волне находятся в хорошем согласии с распределением плотности, предсказанным этой теорией, как это видно из сравнения результатов в случае I (фиг. 3) и сообщения Сакурая [2].

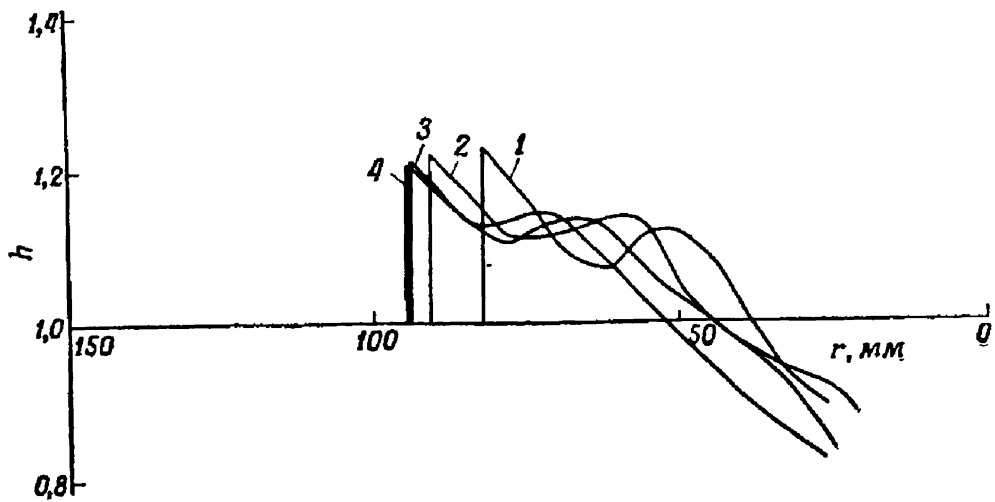
Однако следует заметить, что имеются некоторые значительные отклонения от теории вблизи оси, а именно распределение плотности h вблизи оси имеет минимум, за которым тянется плато. Это отклонение свидетельствует о том, что волна разрежения генерируется благодаря внезапному прекращению расширения центральной части взрыва. Тщательное исследование кривых для случаев II (фиг. 4) и III (фиг. 5) показало, что чем слабее ударная волна, тем шире область падения плотности газа в волне разрежения. В конце концов волна разрежения догоняет ударный фронт, когда число Маха становится равным около 1,15, как это можно видеть на фиг. 6. К этому моменту времени появляется вторичная ударная волна. Эта волна своим возникновением, вероятно, обязана взрывной волне, которая образовалась на поверхности взрывающейся проволоки и отразилась от ее оси.

Процесс распространения ударной волны можно разделить на три стадии. Первая стадия — сильная ударная волна, когда картина течения полностью соответствует теории Сакурая; при этом пренебрегается влиянием центральной части и волн разрежения, движущихся из центра. Эта стадия соответствует случаю I, когда число Маха больше 2.

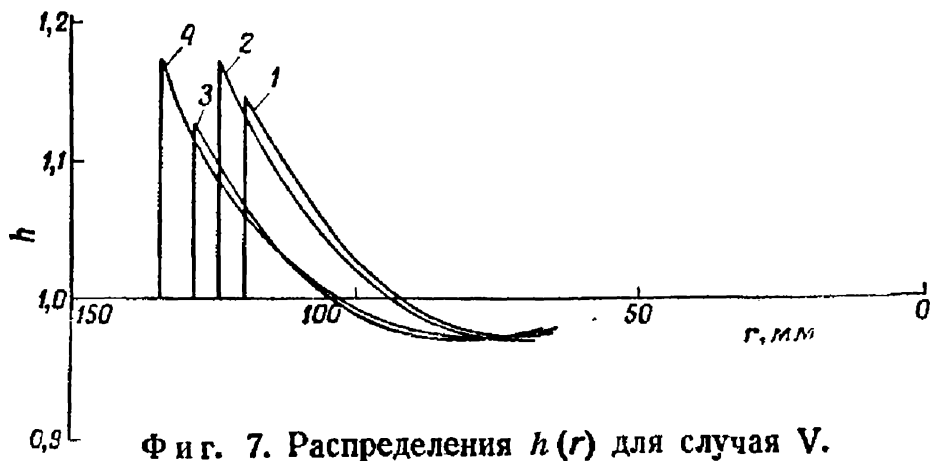
Вторая стадия — ударная волна промежуточной интенсивности, когда волны разрежения из центра захватывают заметную часть области за ударной волной, но поле течения оставшейся части согласуется с теорией



Ф и г. 5. Распределения $h(r)$ для случая III.



Ф и г. 6. Распределения $h(r)$ для случая IV.



Ф и г. 7. Распределения $h(r)$ для случая V.

квазиподобия. Более того, так как на этой стадии волны разрежения слабо влияют на распространение и затухание ударной волны, характеристики ударной волны могут быть определены при помощи этой теории. Эта стадия соответствует случаям II и III, когда число Маха изменяется от 2 до 1,15.

Вторая стадия кончается, когда волна разрежения догоняет ударный фронт. С этого момента времени картина течения очень усложняется из-за сильного влияния волн разрежения; это соответствует случаям IV—VII, когда число Маха меньше 1,15.

Энергия ударной волны

Как было показано выше, для достаточно сильной ударной волны измеренные распределения h хорошо согласуются с предсказанным теоретически вторым приближением Сакурая. Связь между величинами M и y в этом приближении задается уравнением

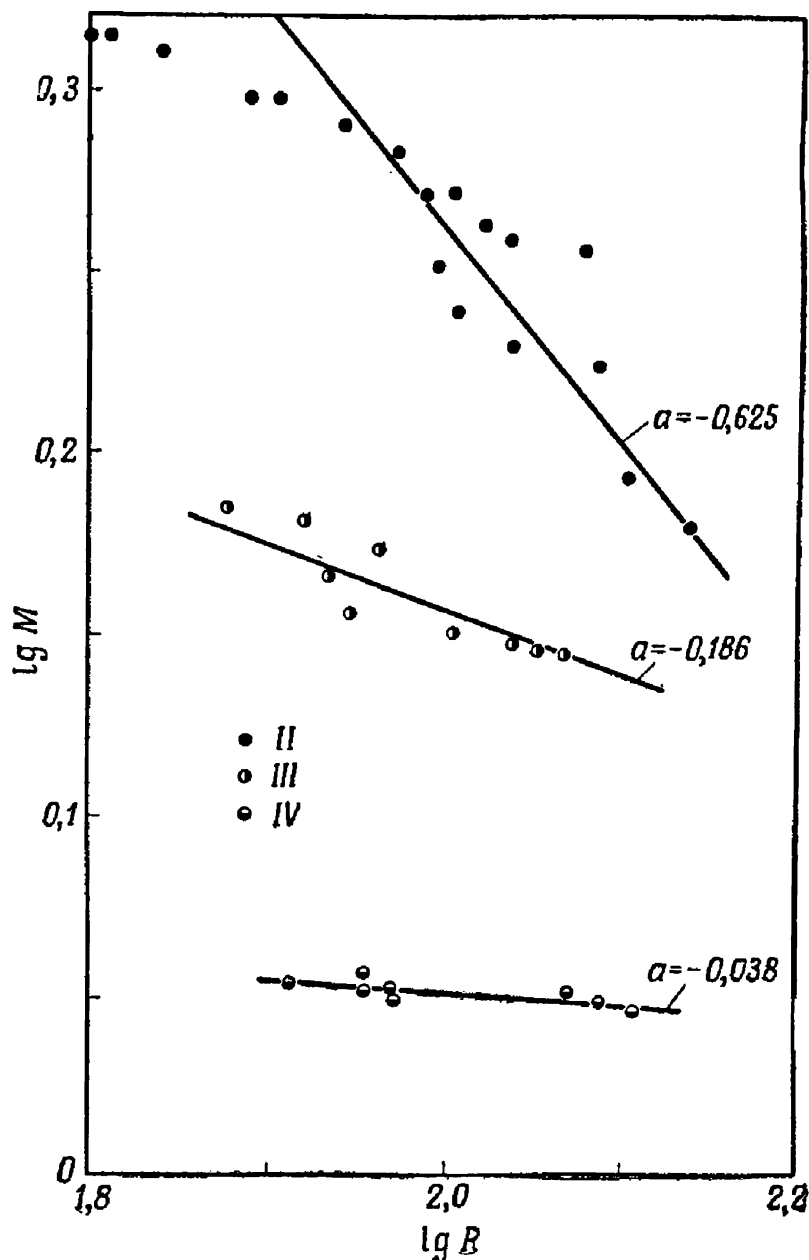
$$\frac{1}{y^2} = 0,877M^2 \left(1 - 1,989 \frac{1}{M^2} \right).$$

Величина y определяется по экспериментальным значениям M . На фиг. 8 приведен график зависимости M от y . Так как точки, соответствующие одному и тому же давлению в камере, лежат на прямой линии, проходящей через начало отсчета, величина R_0 определяется как тангенс угла наклона этой линии для каждого значения давления в камере. Однако второе приближение не применимо к слабым ударным волнам, так что этот метод пригоден только для случаев I—III.

В случае ударной волны средней интенсивности R_0 может быть рассчитано по теории квазиподобия аналогично случаю сильной ударной волны. Полученные результаты графически представлены на фиг. 9.

С другой стороны, основные уравнения можно проинтегрировать в первом приближении, используя измеренное значение величины h . Величины f и g для случаев I и II были получены с использованием значения $a = -1$ в случае I и $a = -0,625$ в случае II в соответ-

вии с соотношением между $\log M$ и $\log R$, полученным экспериментально (фиг. 10).



Фиг. 8. Коэффициенты затухания для случаев II—IV.

Когда ударная волна достаточно затухнет, течение всюду, за исключением центральной области, можно считать изэнтропическим. Следовательно,

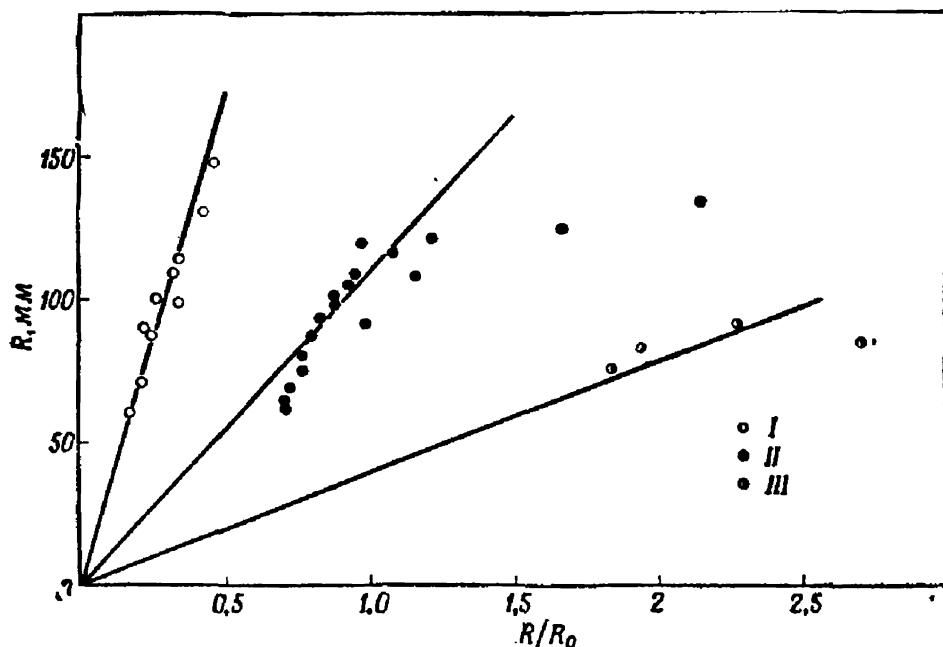
$$g = \frac{1}{M^2} h^{\gamma}. \quad (36)$$

Используя соотношения (24) и (36) и граничное условие (13), получим

$$f = x - \frac{1}{hx}. \quad (37)$$

При этом для случаев III и IV функции f и g могут быть вычислены по измеренной функции h .

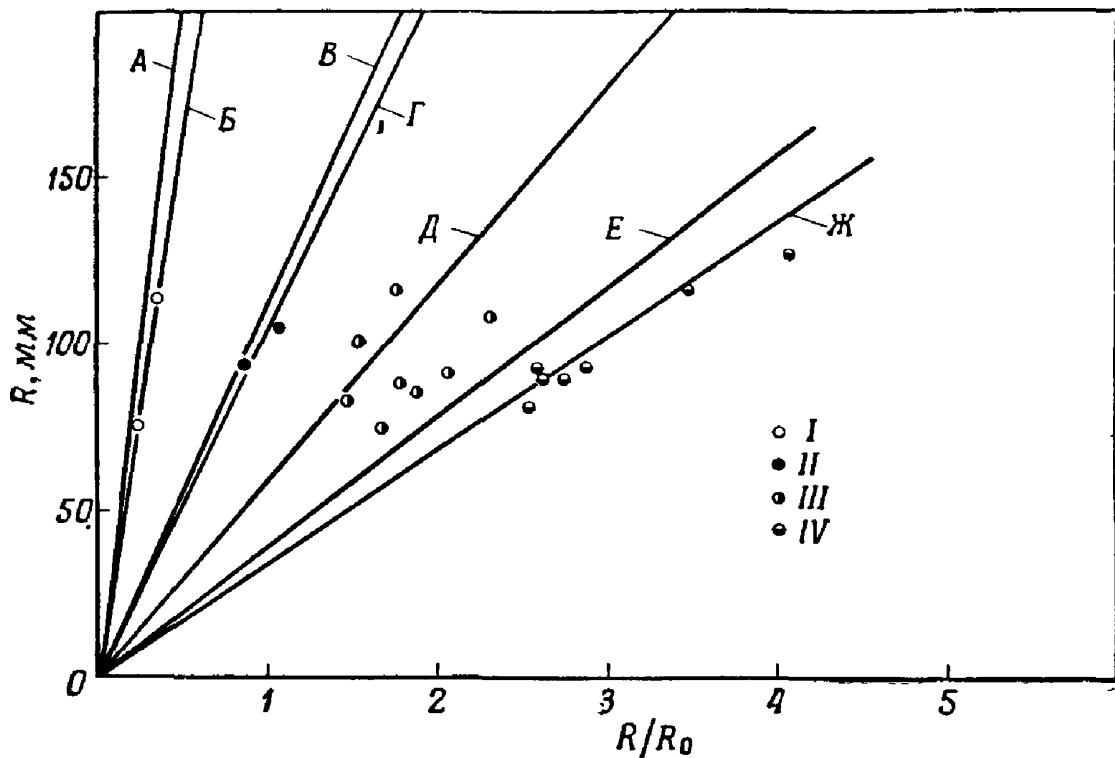
Полная энергия, заключенная в ударной волне, вычисляется с использованием значений f , g и h , пренебрегая вкладом от области вблизи центра. Вообще говоря, ошибки из-за этого пренебрежения, по-видимому, малы.



Фиг. 9. Зависимости между R/R_0 и R , полученные с помощью второго приближения.

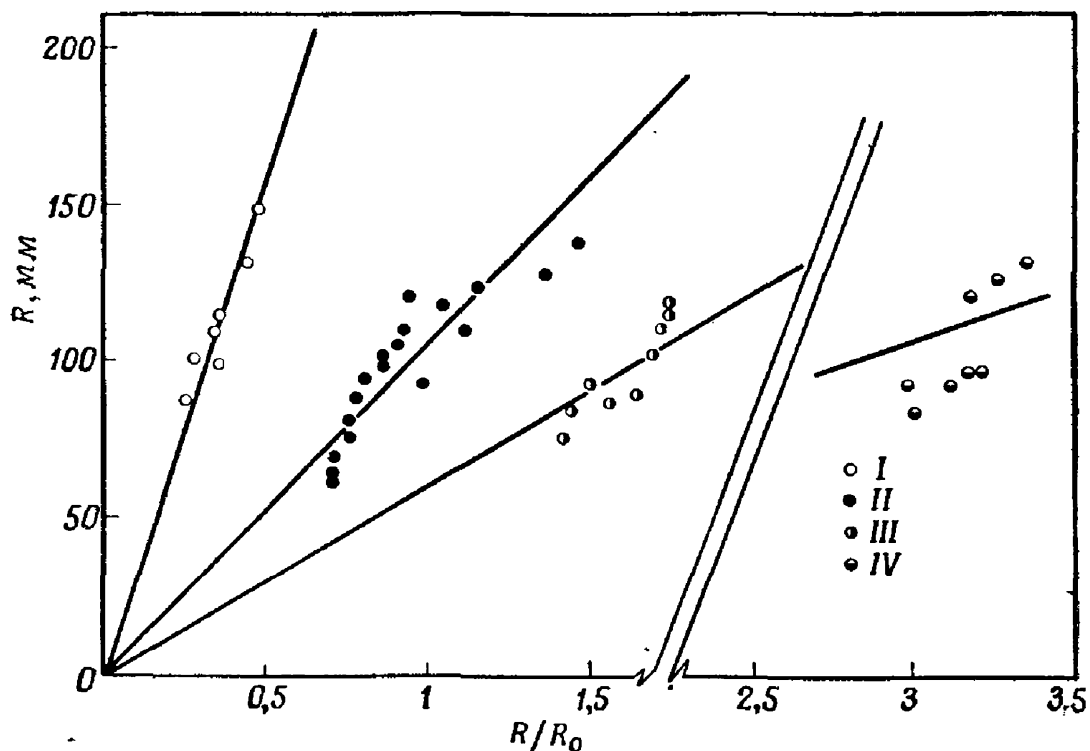
Используя значения полной энергии, вычисляют величину R_0 . На фиг. 11 показаны результаты такого расчета для типичного случая; здесь же приведены кривые, полученные с использованием соотношения между величинами M и y . Можно заметить, что результаты, полученные двумя методами, очень хорошо согласуются.

Таким образом, все экспериментальные результаты, полученные при различных условиях, можно систематизировать, используя значения R_0 , вычисленные по полной энергии. На фиг. 12 приведены графики зависимости

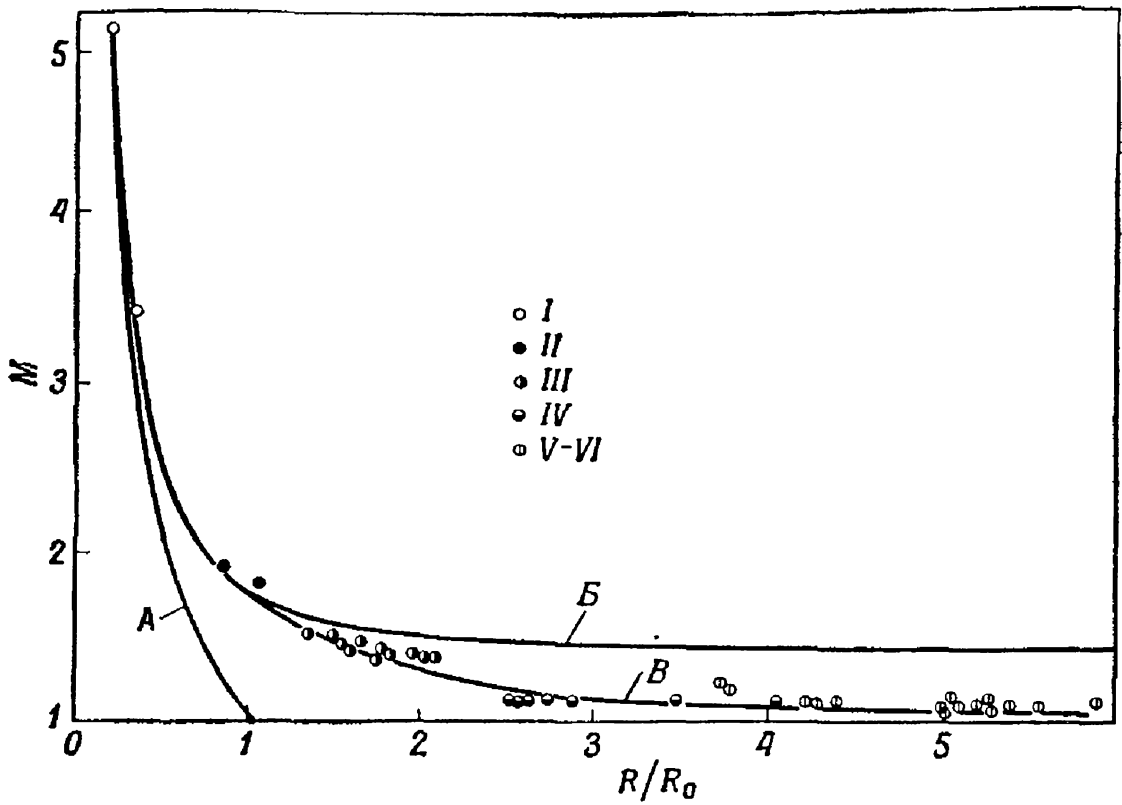


Фиг. 10. Зависимости между R/R_0 и R , полученные с помощью интеграла энергии.

А—2-е приближение (случай I); Б—теория квазиподобия (случай I); В—2-е приближение (случай II); Г—теория квазиподобия (случай II); Д—теория квазиподобия (случай III); Е—2-е приближение (случай III); Ж—теория квазиподобия (случай IV).

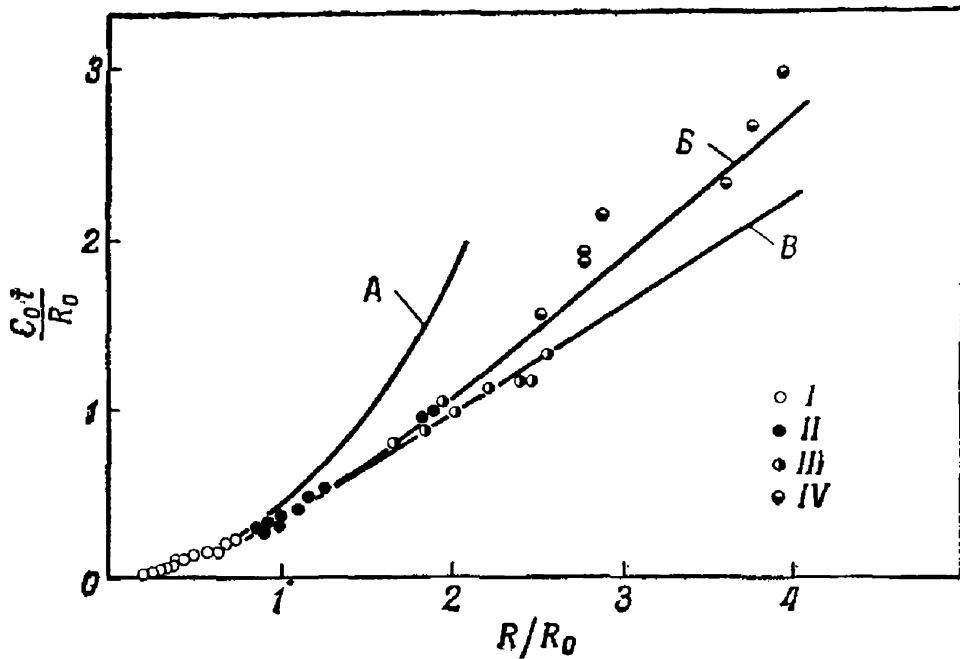


Фиг. 11. Зависимости между R/R_0 и R , полученные с помощью теории квазиподобия.



Ф и г. 12. Затухание ударной волны.

А — 1-е приближение; Б — 2-е приближение; В — квазиподобие.



Ф и г. 13. Распространение ударной волны.

А — 1-е приближение; Б — 2-е приближение; В — квазиподобие.

между величинами M и y , показывающие затухание ударной волны. На фиг. 13 показана зависимость R от t , полученная с помощью регистрации на осциллографе. Нетрудно заметить, что экспериментальные результаты согласуются с данными, предсказанными приведенным выше анализом.

Выводы

Проведены интерферометрические измерения ударных волн, возникающих при взрыве проволочек в камере при различных значениях давления. При помощи второго приближения Сакурая для сильных ударных волн и теории квазиподобия были систематически проанализированы результаты измерения структуры и скорости распространения ударных волн.

Дано приближенное аналитическое описание структуры ударной волны в рамках теории квазиподобия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Oshima K., Blast Waves Produced in Exploding Wire, Aero Res. Inst., University in Tokyo, Rep. 358, July 1960.
2. Сакурай А., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 239.
3. Lewis R. H. (частное сообщение, будет опубликовано в AEDC Rep.).

ВЗРЫВАЮЩАЯСЯ ПРОВОЛОЧКА — ВОЗБУДИТЕЛЬ УДАРНЫХ ВОЛН

Г. Кларк, Дж. Хикки, Р. Кингсли, Р. Вюркер

Введение

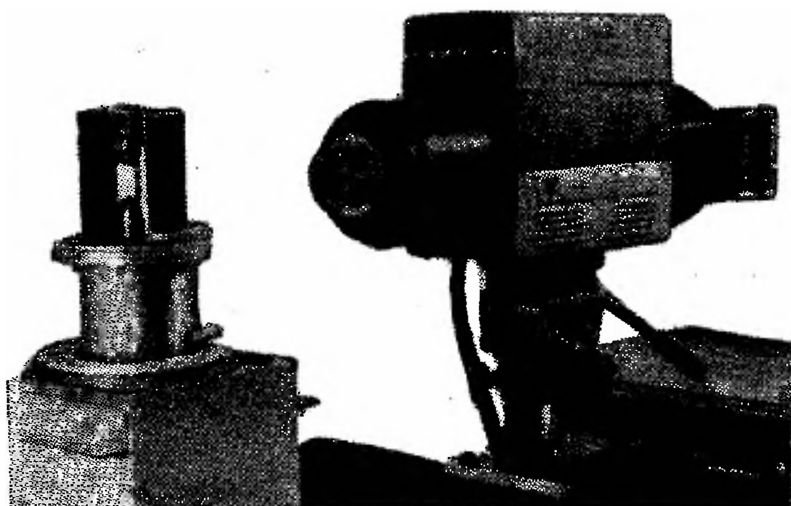
В данной работе исследовались взрывы тонких серебряных проволочек при разряде низкоиндуктивного конденсатора путем регистрации на электронно-оптическом преобразователе, работающем в режиме непрерывной развертки. Ударные волны и контактные поверхности достаточно хорошо исследованы в работах [1—3]. Благодаря большой эффективной апертуре камеры $f/0,5$, в которой использована оптика большой светосилы, 50-кратному усилению света и малому времени послесвечения фосфора (0,5 мксек) удалось сфотографировать свечение начальной ударной волны в воздухе при атмосферном давлении. Получены фотографии ударных волн, распространяющихся в разных направлениях, в зависимости от паузы тока в течение второй фазы взрыва.

Аппаратура

Аппаратура для эксперимента по взрыву проволочки состояла из конденсатора емкостью 0,27 мкф, заряжаемого до напряжения 25 кв, управляемого разрядника и держателя проволочки. Все это было смонтировано таким образом, чтобы индуктивность цепи была минимальной. На фиг. 1 показана экспериментальная установка. Проволочка из чистого серебра диаметром 0,0635 мм или 0,127 мм и длиной 3,8 мм закреплялась с помощью конических держателей одним концом на разряднике. Ток через проволочку контролировался катушкой Роговского с ферритовым сердечником, имеющей чувствительность 800 а/в и установленной над верхней клеммой проволочки. Постоянные цепи установки определялись при разряде конденсатора емкостью 0,27 мкф через невзрывающуюся проволочку диаметром 0,159 см, помещенную между клеммами. Были получены

следующие величины: $L=0,15$ мкгн, $\sqrt{L/C}=0,75$ ом, $f=780$ кГц и $Q=\omega L/R=18$.

Электронно-оптический преобразователь запускался или непосредственно от специального сопротивления, или через искусственную линию с временем задержки



Фиг. 1. Общий вид экспериментальной установки, состоящей из камеры и аппаратуры для исследования взрыва проволочки.

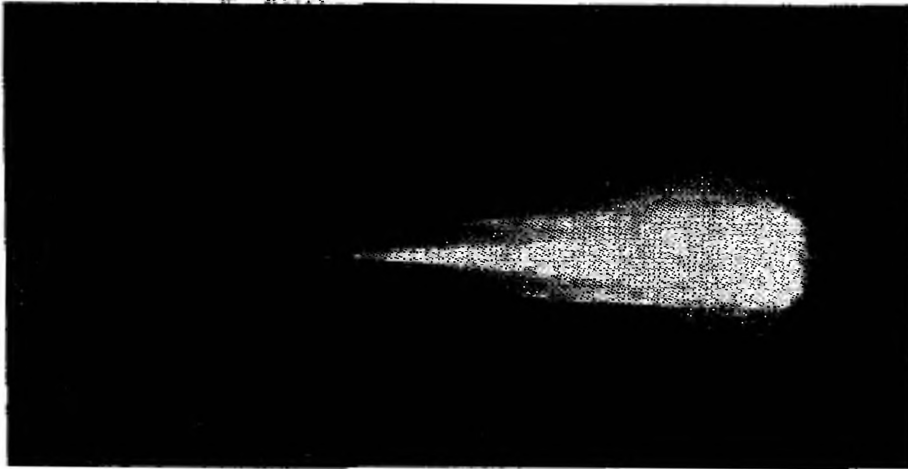
сигнала 0,5—10 мксек. При непосредственном подключении время задержки собственно камеры было порядка $1,5 \cdot 10^{-8}$ сек.

Экспериментальные результаты

Экспериментальные наблюдения показывают, что в зависимости от напряжения на конденсаторе имеют место два определенных режима явления взрыва проволочки. При высоком напряжении разряд формируется почти непосредственно после включения тока. В этом случае пауза тока почти незаметна, однако она проявляется во внезапном изменении формы токового сигнала.

На фиг. 2 показан пример взрыва проволочки, сопровождаемый быстрым пробоем. Приведена фоторазвертка длительностью 1 мксек взрыва серебряной проволочки диаметром 0,0635 мм при напряжении на конденсаторе 25 кв. Затухание в цепи в этом случае было

подобрано таким образом, что уменьшение напряжения в e раз происходило за 3 мксек. Граница серой области на этой фотографии соответствует расширению паров металла; граница яркой области, начинающаяся от оси взрывающейся проволоочки и расширяющаяся с ускорением; соответствует токоведущей части разряда. Ударная волна в воздухе на этой фотографии не видна; контактная поверхность движется очень медленно, так как за время существования твердой фазы проводника освобождается очень мало энергии. Закон расширения контактной поверхности далек от параболического.

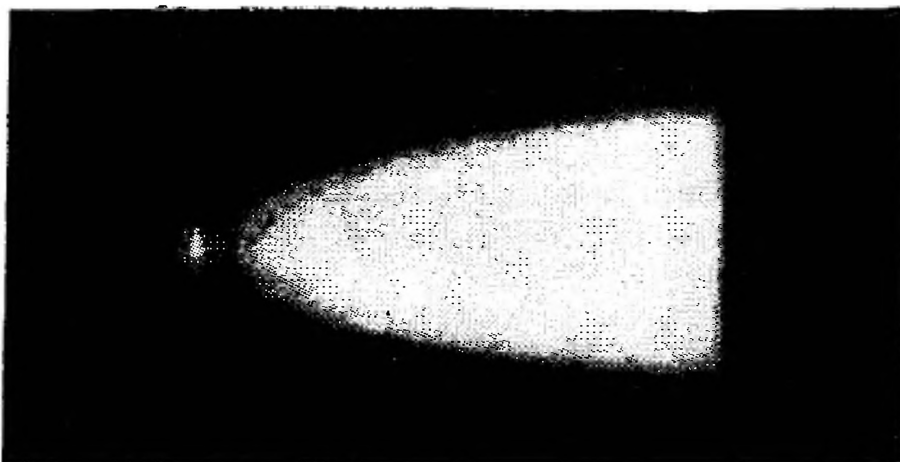


Фиг. 2. Фоторазвертка взрыва длительностью 1 мксек с сильным пробоем.

Серебряная проволоочка диаметром 0,0635 мм; начальное напряжение на конденсаторе 25 кв.

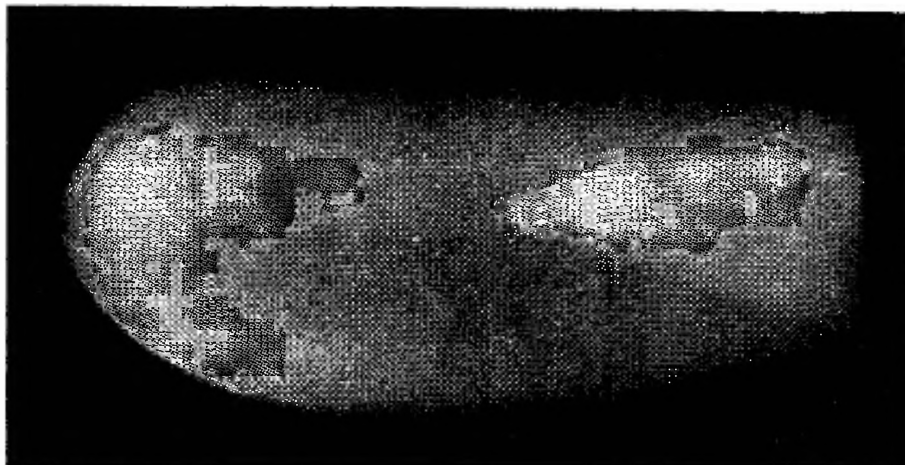
Разряд формируется вдоль узкой области около оси проводника, где имеется область малой плотности. С расширением газовой области и увеличением подвода энергии проводящая область быстро расширяется и захватывает весь светящийся столб. Большая часть процесса расширения показана на фиг. 3, которая имеет тот же радиальный масштаб, что и фиг. 2. Длительность развертки составляет 2 мксек. Контактная поверхность в начале взрыва не видна; слева на фотографии заметна более темная часть с выпуклостью наружу, которая соответствует яркой области на фиг. 2. Яркая узкая полоска, за которой следует широкая темная об-

ласть, до настоящего времени не объяснена. Заметим, однако, что она появляется именно тогда, когда разряд



Ф и г. 3. Фоторазвертка контактной поверхности испаренного металла.

Длительность развертки 2 мксек; серебряная проволочка диаметром 0,0635 мм; начальное напряжение на конденсаторе 25 кв.



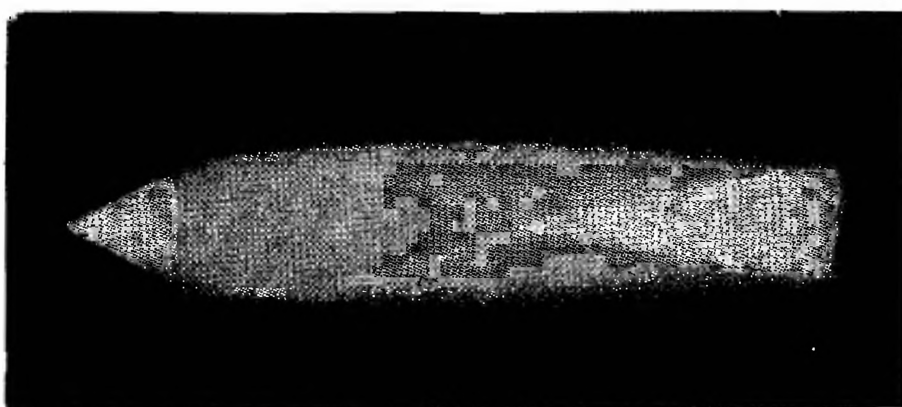
Ф и г. 4. Фоторазвертка контактной поверхности испаренного металла и радиально расширяющейся ударной волны.

Длительность развертки 15 мксек; серебряная проволочка диаметром 0,127 мм; начальное напряжение 25 кв.

захватывает всю толщину столба. Вторичных ударных волн на этой фотографии не видно.

Скорость рассеяния энергии в проволочке может быть увеличена путем выбора эффективного сопротив-

ления проволоочки в соответствии с импедансом резонансного контура. На фиг. 4 представлена сложная картина, показывающая взрыв серебряной проволоочки диаметром 0,127 мм при напряжении 25 кв. В этом случае цепь была настолько хорошо согласована, что конденсатор разряжался за 4 мксек, или примерно за одну четверть временного интервала наблюдения. Проводимость проволоочки соответствовала металлической проводимости лишь в течение 0,25 мксек. Ударная волна в воздухе на этой фотографии не видна, но на негативе



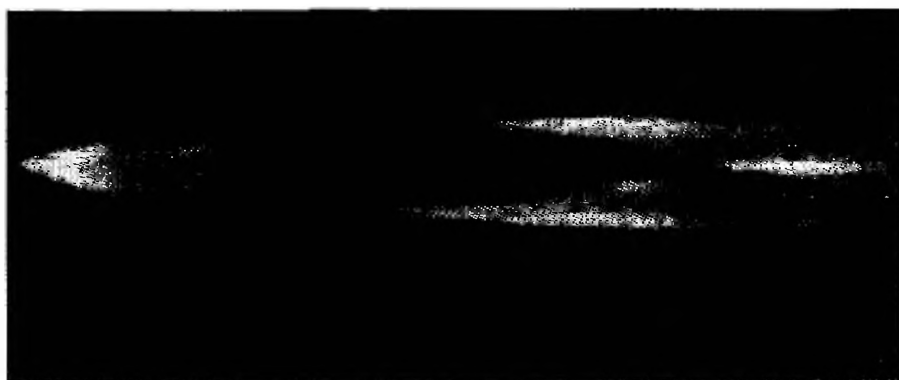
Фиг. 5. Фоторазвертка ударной волны в воздухе и радиально сходящейся ударной волны, которая отражается от оси столба.

Длительность развертки 10 мксек; серебряная проволоочка диаметром 0,127 мм; начальное напряжение на конденсаторе 20 кв.

она слегка заметна. Эта волна была сфотографирована при тех же условиях, но без ослабителя с коэффициентом ослабления 60 : 1 и с камерой, светосила которой равнялась $f/8$. Следует заметить, что контактная поверхность здесь также расширялась не по параболическому закону; расширение поверхности прекращалось вскоре после окончания нагрева. На фиг. 4 виден яркий расширяющийся по линейному закону клин, который образовался спустя 8 мксек после начала взрыва. Этот клин, как объясняется в работах [2, 4], соответствует радиальной сходящейся цилиндрической ударной волне, которая иногда не светится.

При более низком напряжении, а именно при 20 кв, наблюдается пауза тока (фиг. 5). Внешний фронт на

фиг. 5 соответствует ударной волне в воздухе, которая вначале расширяется по закону $\sqrt{t}^{3/2}$, а по истечении 3 мксек после прекращения тока — по квадратичному закону. Пробой по указанной выше причине происходит на оси, и ударная волна распространяется по парам металла радиально от оси [1]. Когда ударная волна достигает скачка плотности на границе области, занимаемой парами металла, она отражается и движется по радиусу к центру, как это можно видеть на фиг. 5. Затем



Фиг. 6. Фоторазвертка ударной волны в воздухе и периферически распространяющихся тэта-волн, индуцированных внутри области паров металла при пробое.

Длительность развертки 14 мксек; серебряная проволочка диаметром 0,127 мм; начальное напряжение на конденсаторе 18 кв.

ударная волна отражается от центра и расширяется по линейному закону, так же как и в предыдущем случае (фиг. 4).

При еще более низком напряжении (18 кв) пауза тока, как видно на фиг. 6, еще больше увеличивается. Так как интенсивность ударной волны в воздухе (на фиг. 6 видна слева) равна одной тысячной от интенсивности пробоя, начинающегося через 5 мксек, необходим анализ этой сложной картины. В случае большого запаздывания облако паров из центральной области с малой плотностью быстро расширяется и, как показано в работе [1], образует полый цилиндр. Положение пробоя при этом уже больше не ограничивается областью вблизи оси, как это имело место в предыдущих случаях. В соответствии с теорией Векена эксперимент показывает,

что давление минимально непосредственно за ударной волной вблизи внешней поверхности полого цилиндра. Это означает, что пробой происходит именно в этом месте. После образования светящегося столба канал расширяется, возбуждая перед собой цилиндрические ударные волны. Как видно из фотографии, эти волны доходят до границы столба и отражаются, образуя сходящиеся цилиндрические ударные волны. Последние достигают оси и отражаются от нее. Дальнейшее подтверждение представления о периферическом распространении волн заключается в том, что проекция их движения, как видно на приведенных фотографиях, соответствует ожидаемому синусоидальному закону.

ЛИТЕРАТУРА

1. Müller W., *Z. Physik*, **149**, 397 (1957).
2. Bennett F. D., *Phys Fluids*, **1**, 347 (1958).
3. Сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 191.
4. Роуз К. А., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 206.

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ ВЗРЫВАЮЩИХСЯ ПРОВОЛОЧЕК ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ ОКРУЖАЮЩЕГО ГАЗА

Ф. Беннетт, Д. Шир

Для ударных волн, возбуждаемых с помощью взрывающихся проволочек при начальном давлении газа меньше атмосферного, наблюдаются значительные отклонения от закона $R \sim \rho_0^{-1/4}$ для зависимости радиуса ударной волны от плотности, который получен на основе теории сильных ударных волн (ρ_0 — плотность окружающего газа). Данные о траекториях ударных волн согласуются с предположением о немгновенном характере подвода энергии. Этот факт свидетельствует о сложности механизма образования ударной волны. В настоящей работе для изучения взрыва медной проволочки диаметром 0,102 мм в аргоне при низких давлениях применяется недавно разработанный метод интерферометрии с фоторазверткой. Типичные интерферограммы при давлении $1/16$ атм характеризуются большой яркостью и показывают, как периферийная дуга превращается в кольцо в нескольких миллиметрах от проволочки. При уменьшении диффузного света от светящихся частей при помощи фильтров яркость полос может быть ослаблена на всей интерферограмме. Измеренные вблизи вершины сдвиги интерференционных полос отрицательны, что указывает на присутствие электронов. При этом никакой ударной волны не наблюдается. В течение промежутка времени порядка 1 мксек сдвиги полос изменяются и становятся положительными вблизи периферии расширяющейся светящейся области. При этом можно наблюдать отделение ударной волны сжатия и ее распространение. Оценки, полученные путем приближенной обработки интерферограмм, указывают на наличие в кольцевой области дуги плотности электронов порядка 10^{18} см⁻³. Приводятся последовательность интерферограмм для давлений $1/16$ — 1 атм и обсуждается механизм образования ударной волны.

Введение

В работе [1] приведены данные, указывающие на большие отклонения от закона $R \sim \rho_0^{-1/4}$ для зависимости радиуса ударной волны от плотности окружающего газа, предсказываемой теорией сильных ударных волн. Здесь этот вопрос пересматривается в свете новых данных, полученных методом интерферометрии с фоторазверткой. В данной работе показано, что образование ударных волн при взрывах проволочек происходит не только вследствие неограниченного расширения нагретых

паров металла, но зависит и от второй стадии процесса, когда важную роль играет расширение плазмы, вызванное периферической дугой, особенно при низких давлениях.

Настоящее исследование является предварительным в том смысле, что отмечены новые и сложные явления, но полного количественного описания их не дано.

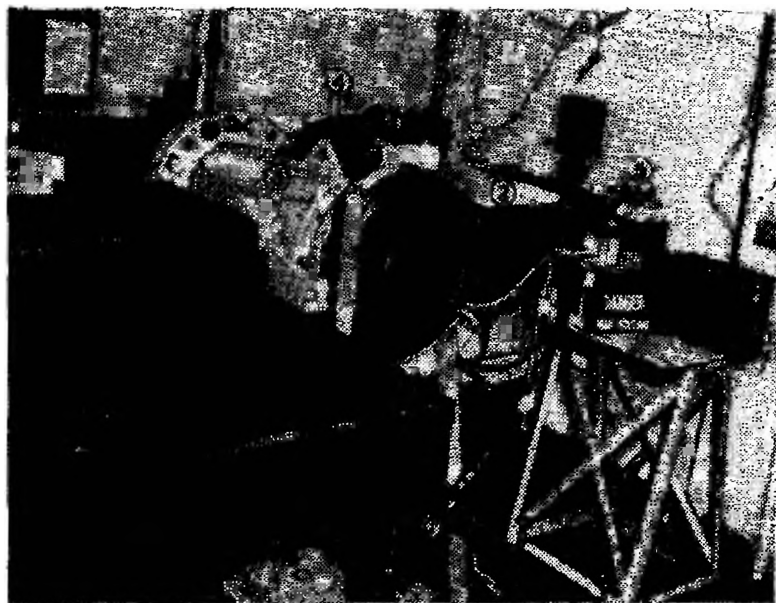
Эксперимент

Изменения в аппаратуре

Метод интерферометрии с фоторазверткой при атмосферном давлении детально описан в работе [2]. На фиг. 1—4 показаны изменения в аппаратуре, необходимые для работы с давлениями, отличающимися от атмосферного. Аппаратура состоит из: 1) камеры с вмонтированными окошками из высококачественного оптического стекла (фиг. 1), способной выдержать давления 0—10 атм; 2) бакелитовой установки (фиг. 2) для поддержания проволочки в луче интерферометра; 3) соответствующего коаксиального кабеля, подводящего ток от конденсаторов, и управляемого разрядника к взрывающейся проволочке (фиг. 3). Цепь сходна с использованной ранее и обладает емкостью 0,3 мкф при напряжении 20 кв. Круговая частота цепи порядка 0,4 Мгц. Энергия, запасенная на 1 см длины проволочки, составляет 29 дж.

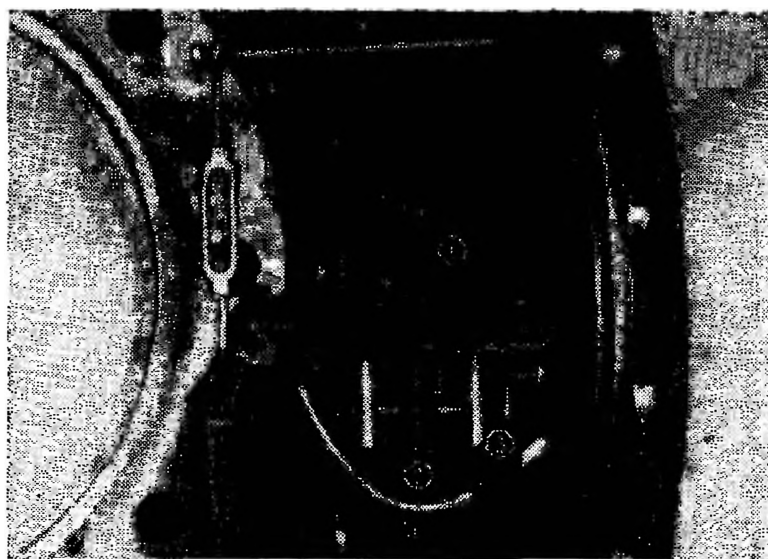
Интерферограммы

На фиг. 5, а приведена интерферограмма с фоторазверткой, полученная в аргоне при давлении 1/16 атм и при прямом освещении без фильтра с монохроматической подсветкой. Хотя окончательного результата и нельзя получить путем обработки интерферограммы, тем не менее на ней можно наблюдать несколько интересных и важных деталей. Можно видеть очертание проволочки, когда она расширяется внутри периферийной дуги, образующейся в нескольких миллиметрах от проволочки. Дуга очень быстро расширяется в двух



Ф и г. 1. Общий вид интерферометра с фоторазверткой.

1 — камера фоторазвертки; *2* — интерферометр Маха — Зендера;
3 — камера; *4* — монохроматор; *5* — вспомогательный источник света.



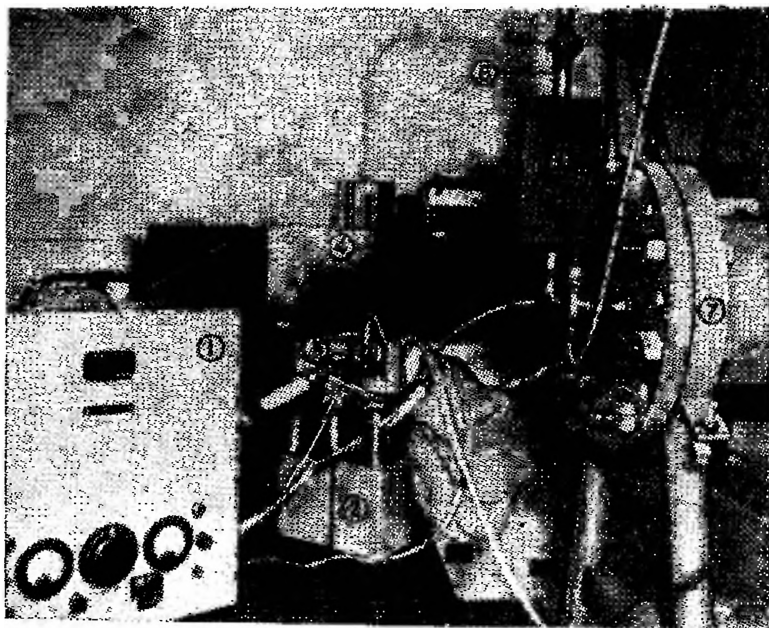
Ф и г. 2. Установка для взрыва проволоочки.

1, 2 — верхняя и нижняя щели; *3* — держатель проволоочки.



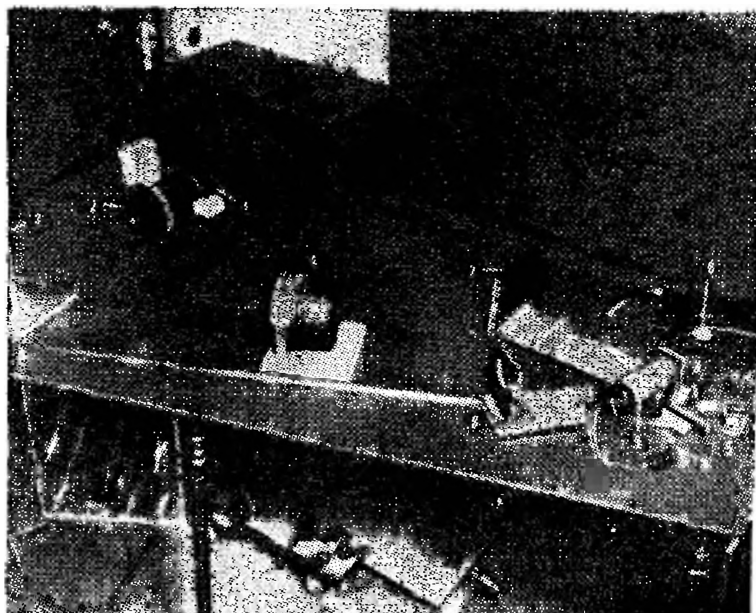
Ф и г. 2а. Держатель про-
 волочки.

1 — проволочный зажим, выну-
 тый для указания положения
 вольфрамовой втулки.



Ф и г. 3.

1 — высоковольтное питание; 2 — конденсаторы; 3 — управляемый разрядник; 4 — монохроматор; 5 — прибор Пирани; 6 — вакуумная линия; 7 — камера.



Ф и г. 4. Камера фоторазвертки.

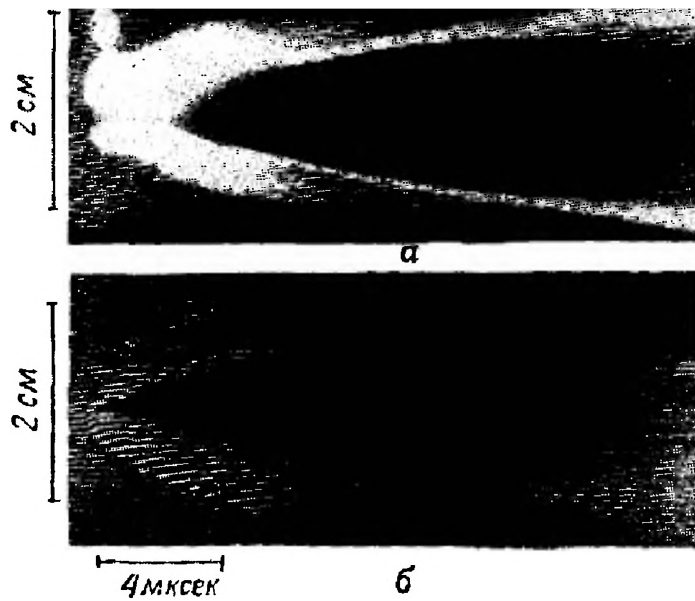
1 — интерференционный фильтр; 2 — фильтр ослабления голубого света; 3 — плоское зеркало; 4 — линза; 5 — вращающееся зеркало, снятое с держателя 6; 7 — кассета; 8 — инвариантный эталон для регулирования полос; 9 — регулируемый источник света.

направлениях — к проволочке и от нее в радиальном направлении, образуя тор, от которого и излучается основной поток света. В работе [3] обсуждены некоторые факторы, определяющие периферийную дугу, однако зависимость формы и размера дуги от давления точно не была установлена. Фактически интенсивность свечения дуги оказывается больше, чем на фиг. 5, а, так как для выявления деталей была несколько уменьшена яркость света на изображении.

В данной работе наблюдались следующие характерные особенности интерферограммы: 1) тенденция интерференционных полос сдвигаться вверх, 2) через 1,6 мксек после возникновения дуги сдвиг полос происходит по направлению вниз вне от светящейся области в верхней и нижней частях интерферограммы. Последние линии разрыва авторы интерпретируют как траектории ударной волны сжатия, созданной дугой и проволочкой. Такое предположение объясняет тот факт, что сдвиг полос из-за сжатия газа, которое приводит к увеличению плотности и показателя преломления, направлен вниз. Первоначальный сдвиг полос вверх свидетельствует об уменьшении показателя преломления вещества. Объяснить это можно или внезапным расширением газа, или присутствием легких отрицательных зарядов.

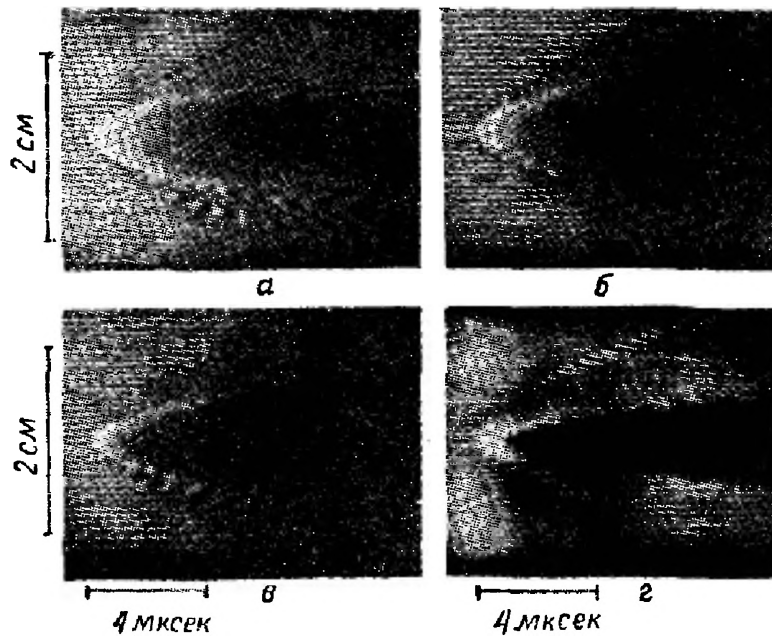
Первая возможность исключается по той причине, что расширяющийся фронт не может предшествовать ударным волнам в соответствии с принципом возрастания энтропии. В действительности такой фронт никогда не встречается в ударных трубах или сверхзвуковых течениях. Отрицательные сдвиги полос, вызванные наличием электронов, наблюдаются также в сильных ионизирующих ударных волнах [4]. Таким образом, отрицательный сдвиг полос может быть связан с присутствием свободных электронов. Этот вывод совместим как с высокой электрической проводимостью, так и с интенсивным излучением из области периферийной дуги.

Чтобы убрать нежелательное прямое свечение, которое затмевает часть области полос, были произведены два дополнительных изменения в экспериментальной аппаратуре. Из оптической системы убрали монохроматор,



Ф и г. 5. Интерферограммы медной проволочки диаметром 0,102 мм.

a — $\frac{1}{16}$ атм, аргон, 20 кв, без фильтра; *б* — то же с фильтром.



Ф и г. 6. Интерферограммы медной проволочки диаметром 0,102 мм в аргоне.

a — 1 атм; *б* — $\frac{1}{2}$ атм; *в* — $\frac{1}{4}$ атм; *г* — $\frac{1}{8}$ атм.

а интерференционный фильтр, настроенный на зеленую линию ртути 5460 Å, с полосой пропускания 100 Å поместили в месте выхода луча интерферометра. За ним следует фильтр ослабления голубого света, который вырезает длины волн короче 5000 Å. Этот фильтр расположен между линзой и вращающимся зеркалом. Наконец, использовалась специальная киноплёнка (Royal-ortho), обрезающая длины волн выше 5700 Å. В результате таких изменений были получены хорошие интерферограммы при давлениях $1/16$, $1/8$ и $1/4$ атм (фиг. 5 и 6). На фиг. 6 приведены важные, но не пригодные для обработки интерферограммы, которые были получены при давлениях $1/2$ и 1 атм.

Обработка интерферограмм

Вопрос обработки осесимметричных интерферограмм, на которых сдвиги полос вызваны изменением концентрации атомов, ионов и электронов, может быть решен при комбинировании и совершенствовании уже известных схем обработки [4—6]. Одновременно снятые интерферограммы для двух различных длин волн позволяют отделить в каждой точке поля наблюдения влияние электронов от влияния поляризованных атомов или ионов. Хотя программу вычислений для электронной счетной машины по обработке двух интерферограмм можно быстро составить, экспериментальная методика получения таких интерферограмм полностью еще не разработана. По этой причине нельзя детально анализировать все поле полосы и ограничимся приближенной схемой обработки, применимой только к одиночным интерферограммам, доступным в настоящее время.

Предположим, что: 1) возмущения аксиально симметричны; 2) ионы аргона и нейтральные атомы имеют одинаковую поляризуемость и 3) в начальный период взрыва атомы и ионы остаются при комнатной температуре.

Эти предположения следует прокомментировать. Интерферограммы указывают на отклонения от симметрии относительно оси проволоочки, вероятно связанные с асимметрией магнитного поля, возникающего в цепи.

Верхняя и нижняя половины интерферограмм могут быть обработаны отдельно в предположении, что каждая из них аксиально симметрична. Несовпадение между величинами, полученными в соответствующих точках для верхней и нижней половин, доходит до $\pm 20\%$ и, вероятно, дает максимальную ошибку, возникающую при отклонении от цилиндрической симметрии.

Что касается второго предположения, то Алфер и Уайт [4] оценили, что удельное преломление иона аргона составляет около 0,7 от удельного преломления атома. Если можно пренебречь изменением плотности зарядов, как это подразумевается в предположении (3), то образование ионов повлияло бы на полное преломление в том же направлении, как и соответствующее появление электронов; однако электронное преломление света примерно в 20 раз больше, чем ионное, и поэтому доминирует. Легко показать, что учет тяжелых ионов вместе с атомами увеличивает оценку концентрации электронов только приблизительно на 3%.

Наконец, третье предположение приводит к тому, что влияние ионов и атомов в возмущенном пучке на коэффициент преломления в точности компенсируется влиянием атомов в невозмущенном пучке. Результирующее смещение полосы можно тогда интерпретировать как смещение, обусловленное одними электронами. Даже когда это предположение выполняется приближенно, влияние электронов из-за их большего преломления будет доминирующим, если ионизация превышает 10%. Третье предположение точно выполняется только в малой области вблизи начала свечения, где отрицательный сдвиг полос велик. Можно указать область значительных размеров, где полосы почти не отклонены и их сдвиг равен нулю (см. фиг. 5 и 6) до момента возникновения ударной волны сжатия. Очевидно, в этом случае отрицательный сдвиг, вызванный электронами, уравновешивается положительным сдвигом, вызванным сжатием ионов и атомов, и предположение (3) не выполняется. Поэтому обработка интерферограммы ограничена областью, расположенной слева от области нулевого сдвига полос, и предположение (3) по направлению к вершине возмущения все больше оправдывается.

Дискуссионными остаются два следующих вопроса: 1) является ли усложняющим фактором двойное лучепреломление электронного облака в магнитном поле вокруг проволоочки? 2) Может ли быть применимо к электронному газу классическое дисперсионное соотношение?

Следуя трактовке электронного двойного лучепреломления, данной в работах [7] и [8], находим, что если отношение электронной циклотронной частоты ω_{ce} к частоте света ω мало, то обыкновенный и необыкновенный лучи имеют одну и ту же скорость и остаются неразличимыми. Вблизи поверхности проволоочки может происходить увеличение магнитного поля до 10^6 гс, но даже при такой максимальной величине поля удовлетворяется неравенство $\omega_{ce}/\omega < 0,01$. Таким образом, двойное лучепреломление может быть исключено.

Классическое дисперсионное соотношение для электронов можно использовать в том случае, если плазменная частота ω_p и электронная частота соударений $\omega_{соуд}$ малы по сравнению с частотой света. Используя обычные определения частот ω_p и ω_{ce} и выражение для времени свободного пробега, полученное Спитцером [8, стр. 77], в случае движения электронов относительно почти покоящихся тяжелых ионов, находим, что даже при самом большом давлении, которое применяется в данном исследовании, а именно 1 атм, ни одно из отношений ω_p/ω и $\omega_{соуд}/\omega$ не превышает 0,06. Таким образом, при пренебрежении членами степени выше второй ошибка оказывается не больше 0,4%.

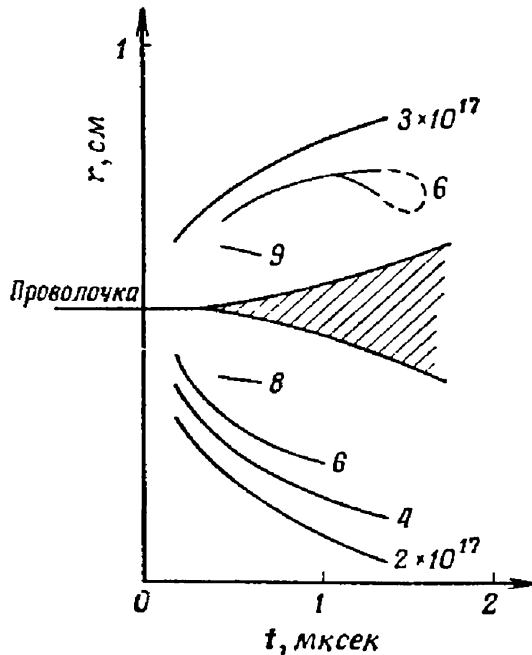
Используя упрощающие предположения, обсуждавшиеся выше, напишем выражение для концентрации электронов N_e (число частиц в 1 см³) следующим образом:

$$N_e(u_i, t) = 2,60 \cdot 10^{17} \int_{u_i}^{u_n} \left(\frac{d\delta}{du} \right) d\sqrt{u - u_i}, \quad (1)$$

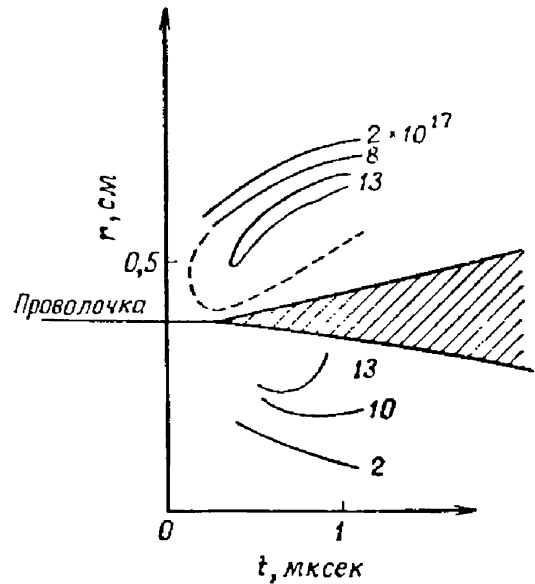
где $u = r^2$, r — расстояние вдоль радиуса в сантиметрах, δ — сдвиг полосы, а u_i , u_n обозначают соответственно точки, выбранные внутри и на внешней границе возмущенной области на вертикальной линии, проведенной в

момент времени t от горизонтальной оси. Длина волны света равна 5460 Å.

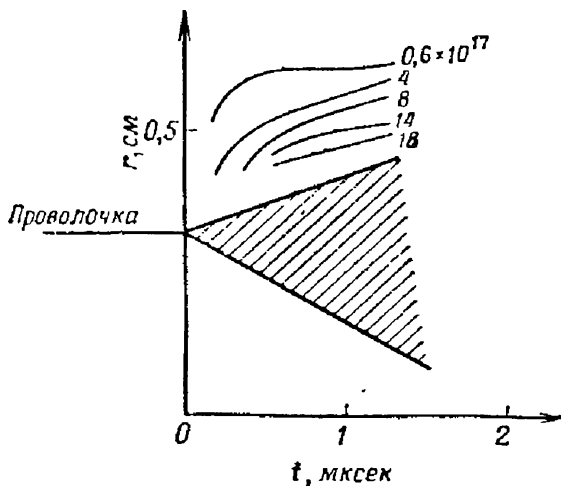
Способ обработки интерферограмм состоит в измерении величины δ на различных линиях вблизи вершины возмущения и в построении зависимости δ от u .



Фиг. 7. Обработка интерферограммы. Кривые постоянной электронной плотности (число частиц в 1 см^3).



Фиг. 8. Обработка интерферограммы. Кривые постоянной плотности электронов.



Фиг. 9. Обработка интерферограммы. Кривые постоянной плотности электронов.

Каждая кривая аппроксимируется отрезками прямой линии. В исследуемой области достаточно ограничиться четырьмя или даже меньшим числом отрезков. Инте-

грал (1) может быть тогда представлен как сумма не более чем четырех членов, и непосредственно может быть проведено вычисление электронной плотности в заданных точках. Недостатком этого метода является то, что электронная плотность в каждой соединительной точке линейных отрезков параболически растет по величине, причем знак производной зависит от величины и направления изменения наклона при переходе от одного отрезка к соседнему через соединительную точку [6]. Однако, за исключением внешней поверхности границы u_n , где этот эффект действительно имеет место, небольшое разумное сглаживание, примененное к результирующей кривой N_e , будет уменьшать параболический рост, который не совместим с истинным видом кривой сдвига полос.

На фиг. 7—9 приведены кривые постоянной электронной плотности при давлениях $1/6$, $1/8$ и $1/4$ атм. Эти кривые с приемлемой точностью повторяют форму светящейся области (ср. фиг. 5); большая концентрация электронов оказывается ближе к оси, где интенсивность свечения больше. Максимальная ионизация в этих трех случаях приблизительно составляет 65, 50 и 35% и достигается на небольшом расстоянии от оси в момент, предшествующий сильному расширению проволоочки. По истечении 1 мксек появляется тенденция к уменьшению плотности N_e благодаря эффекту компенсации из-за сжатия газа, которая в наибольшей степени проявляется при появлении расходящейся ударной волны.

Обсуждение результатов

Отклонение от теории сильных ударных волн

Как было отмечено в работе [1], зависимость энергии, переданной взрывающейся проволочке, от плотности окружающего газа могла объяснить отклонения от закона $R \sim \rho_0^{-1/4}$. В работе [3] показано, что такая зависимость должна существовать и периферийная дуга в окружающей среде появляется в течение критического интервала времени, когда энергия быстро поступает в расширяющуюся проволочку. Кроме того, при уменьшении

плотности окружающего газа неизбежно должно падать напряжение, при котором появляется периферийная дуга. Исследование кривых энергии и напряжения для случаев, приведенных в работе [3], показывает, что передаваемая проволочке энергия зависит от величины напряжения, при котором образуется дуга, и может изменяться от нуля до указанного максимума. Влияние дуги заключается в шунтировании и отводе энергии, поступающей к проволочке, путем шунтирования тока.

Таким образом, в явлении взрыва проволочки радикально нарушается основное предположение теории сильных ударных волн о мгновенном подводе энергии к проволочке. В случае взрыва проволочки при давлении $1/16$ атм некоторое количество энергии передается проволочке с относительно малым сечением, в то время как другое, не обязательно меньшее количество энергии передается кольцу много большего сечения (примерно в 1000 раз), занятому периферийной дугой.

Исследование интерферограмм при давлениях $1/16$ —1 атм (фиг. 6—9) показывает, что размеры дуги (измерение диаметра которой производилось в точках нулевого сдвига полос) с увеличением давления уменьшаются. Скорость расширения проволочки в начальной стадии взрыва быстро возрастает с увеличением давления, подтверждая предположение о том, что передача энергии проволочке при возрастании давления увеличивается.

При более высоких плотностях окружающего газа ударная волна в начальный момент сливается с областью яркого свечения, ограничивающей расширяющийся материал проволочки. Такое явление следует ожидать, если ударная волна вызвана главным образом быстрым расширением цилиндрического объема горячих паров металла. Ударная волна в этом случае появляется непосредственно вблизи (на поверхности) расширяющегося пара. Такая стадия в развитии цилиндрической ударной волны хорошо видна на фотографиях, полученных Мюллером [9] при помощи камеры с ячейкой Керра в случае, когда периферическая дуга не является.

В противоположность этой модели при более низких давлениях ударная волна в начальный момент не сли-

вается с расширяющимся веществом проволоочки, а при-
мыкает к области, занятой дугой. Сама дуга первоначаль-
но является быстро расширяющейся, сильно ионизованной
областью и может быть источником внешней ударной волны.
При давлении $1/16$ атм эта волна распространяется прямолинейно
и не затухает со временем по параболическому закону. По
мнению авторов, это происходит потому, что ударную волну
догоняют возмущения, несущие энергию и распространяющиеся
вдоль характеристик течения газа за ударной волной. Эти
характеристики связывают более поздние стадии течения
газа с предшествующими. Простая интерферограмма в
этом случае (здесь не приведена) показывает, что малые
возмущения, возникающие внутри расширяющегося кольца
дуги, отражаются от вещества проволоочки и распространяются
вдоль радиуса до соединения с головной ударной волной в
момент времени $t=3$ мксек. Таким образом, головная
ударная волна получает энергию от дуги, а затем от
расширяющейся проволоочки.

Наконец, было замечено, что на границе медленнее
расширяющейся проволоочки имеются положительные разрывы
полос, указывающие на рост плотности. Вполне правдоподобно
интерпретировать эту поверхность разрыва как скачок
уплотнения в аргоне, вызванный расширением проволоочки.
С другой стороны, на основе простой интерферограммы
полос, полученной при давлении 60 мм рт. ст., когда
давление окружающего газа незначительно, можно сделать
вывод, что эта поверхность представляет собой полупрозрачное
облако металлических частиц у внешней поверхности
расширяющейся проволоочки. Этот вопрос будет решен,
когда можно будет отделить влияние электронов от
влияния поляризованных атомов и ионов при помощи
анализа интерферограмм, полученных на различных
длинах волн.

Механизм образования ударной волны

Механизм образования ударной волны при внезапном
расширении сжатого газа может быть проанализирован
с помощью современных вычислительных машин. Роуз [10]
провел численные расчеты для цилиндриче-

ской симметрии и специфических случаев взрывающихся проволок, основываясь на законах сохранения и соответствующим образом выбранных уравнениях состояния воздуха и паров металла. Теоретические результаты получены с приемлемой точностью для головной ударной волны и второй внутренней волны сжатия типичных взрывов проволок из чистой меди в воздухе. Из этой работы следует, что при давлениях окружающего газа $p \geq 1/2$ атм образование ударных волн при взрывах проволок может быть успешно объяснено на основе гидродинамики жидкости. При давлениях ниже $1/4$ атм отклонение от теории сильных ударных волн, которая является нулевым приближением к полной газодинамической теории, оказывается заметным, что, по-видимому, означает проявление неизвестного до настоящего времени процесса образования ударной волны, который несуществен при более высоких давлениях.

Этот процесс оказывается непосредственно связан с расширением плазмы периферийной дуги. На основании эксперимента предполагается, что при давлении окружающего газа ниже $1/4$ атм головная ударная волна вызывается в основном расширением плазмы дуги. Расширяющийся материал проволоки лишь в незначительной мере может отдавать энергию ударной волне, и головная ударная волна фактически не зависит от расширения проволоки в начальные моменты времени.

Здесь представляются возможными два механизма возбуждения ударной волны расширяющейся плазмой. Первый из них предполагает расширение плазмы после нагрева до относительно высокой температуры за счет соударений электронов, ускоренных продольным электрическим полем, с ионами и нейтральными атомами плазмы. Это аналогично омическому нагреву газа, благодаря которому происходит расширение вещества проволоки. Второй механизм, рассмотренный в работах [11, 12], предполагает, что расширение плазмы происходит вследствие кулоновских сил, возникающих из-за разделения зарядов; горячий электронный газ расширяется и тянет за собой положительные ионы и нейтральные атомы прежде, чем наступит температурное равновесие. В таком механизме образования ударной

волны электронное облако рассматривается как основная движущая сила и пренебрегается нагревом тяжелых частиц электронами за счет соударений.

Дальнейший анализ этих механизмов образования ударных волн и их пригодности для объяснения образования ударных волн выходит за рамки настоящей работы. Была сделана лишь попытка предсказать, что оба механизма должны в какой-то степени играть роль в процессе образования ударной волны. Одной из задач будущих исследований является определение условий, при которых в основном будет проявляться один из этих механизмов.

Заключение

Получены интерферограммы с фоторазверткой взрывов медных проволочек диаметром 0,102 мм в воздухе при изменении давления в пределах от $1/16$ до 1 атм. Исследованы условия, при которых эти интерферограммы могут быть непосредственно обработаны для получения численных значений концентрации электронов. Рассмотрены предположения, положенные в основу приближенной схемы обработки. Кроме того, показано, что точное значение концентрации электронов может быть получено вблизи вершины интерферограммы.

Анализ интерферограмм и сравнение с другими данными показывают, что взрыв проволочки происходит в две стадии. Первая стадия, в которой периферийная дуга образуется вокруг проволочки и эффективно ограничивает дальнейшую передачу электрической энергии проволочке, непрерывно переходит во вторую, в течение которой проволочка расширяется внутри головной ударной волны и сопутствующего течения газа, вызванных расширением периферийной дуги. Максимум концентрации электронов имеет место при самом низком исследуемом давлении $1/16$ атм, а максимум ионизации до 65% наблюдается в плазме дуги вблизи ее центра.

Исследование двухстадийного механизма взрыва убедительно показало, почему при низких давлениях распространение головных ударных волн не подчиняется закону $R \sim \rho^{-1/4}$, полученному на основе теории сильных ударных волн. При давлениях $p < 1/4$ атм головная удар-

ная волна формируется при расширении плазмы дуги, которая отводит энергию от взрывающейся проволоочки. Если расширяющейся плазме или расширяющейся проволоочке передано сравнительно малое количество энергии, то ударная волна формируется благодаря комбинации этих двух процессов. При этом нарушается предположение теории сильных ударных волн о мгновенном поступлении энергии в проволоочку. При больших давлениях ($p \geq 1/4 \text{ атм}$) эти две стадии сливаются, и при большей передаче энергии материалу проволоочки доминирует процесс образования ударной волны за счет расширения проволоочки.

Наконец, короткая дискуссия позволила установить механизмы, согласно которым при низких давлениях головная ударная волна образуется при расширении плазмы дуги. Кроме того, было правдоподобно аргументировано, что при этом может иметь место как омический нагрев (за счет соударений), так и процесс ускорения электронов (кулоновские силы).

ЛИТЕРАТУРА

1. Беннетт Ф., сб. «Взрывающиеся проволоочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 191.
2. Bennett F. D., Shear D. D., Burden H. S., *J. Opt. Soc. Am.*, **50**, 212 (1960).
3. Bennett F. D., Burden H. S., Shear D. D., Correlated Electrical and Optical Measurements of Exploding Wires, BRL Rep. № 1133, June 1961; *Phys. Fluids*, **5**, 102 (1962).
4. Alpher R. A., White D. R., *Phys. Fluids*, **2**, 162 (1959).
5. Bennett F. D., Carter W. C., Bergdolt E. B., *J. Appl. Phys.*, **23**, 452 (1952).
6. Bennett F. D., Bartos J. M., Reduction of Mach—Zehnder Interferograms by Least Squares Methods, BRL Rep. № 1027, Aberdeen Proving Ground, Maryland, 1957.
7. Stratton J. A., *Elektromagnetic Theory*, McGraw-Hill, N. Y., 1941, p. 329.
8. Spitzer L., Jr., *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, N. Y., 1956, p. 53.
9. Мюллер В., сб. *Z. Physik*, **149**, 397 (1957), см. также сб. «Взрывающиеся проволоочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 170.
10. Роуз К., сб. «Взрывающиеся проволоочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 206.
11. Fowler R. G., Paxton C. W., Hughes H. C., *Phys. Fluids*, **4**, 234 (1961).
12. Fowler R. C., Fried B. D., *Phys. Fluids.*, **4**, 767 (1961),

ПРИМЕНЕНИЕ ВЗРЫВАЮЩИХСЯ ПРОВОЛОЧЕК ПРИ ИЗУЧЕНИИ МАЛОМОЩНЫХ ПОДВОДНЫХ ВЗРЫВОВ

Р. Бунтцен

С помощью погруженных в воду проволочек могут быть получены взрывы, во многих отношениях более подобные ядерным подводным взрывам, чем это можно достичь с обычными химическими ВВ. Это, по-видимому связано с тем, что при взрыве проволочки достигаются более высокие температуры, причем неконденсирующиеся продукты взрыва отсутствуют.

При исследовании маломощных подводных детонаций применялась батарея конденсаторов емкостью 6 мкф при напряжении 25 кв, что соответствовало тротиловому эквиваленту примерно 18 мг. Рассматривается метод оценки энергии, подводимой к погруженной взрывающейся проволочке. Приводятся общее описание процесса подводного взрыва, а также анализ распределения энергии между образованием пузырей, ударной волной и термическим излучением.

Введение

Одна из проблем, которыми в настоящее время занята лаборатория радиологической защиты Военно-морских сил, — это явления, связанные с подводными ядерными взрывами. Ранее в данной лаборатории был выполнен ряд исследований с подводными взрывами химических ВВ мощностью от 400 г до 4 т. Целью этих испытаний было моделирование определенных характеристик ядерной детонации. Исследования были связаны с изучением надводных явлений, образования водяного столба и купола брызг. Хорошо известно, что под водой образуется газовый пузырь, который в зависимости от ряда условий расширяется и сжимается. В полевых условиях весьма затруднительно проводить количественное изучение этого явления. Наблюдения подводных взрывов в лабораторных условиях помогают понять происходящие под водой явления. Для этих целей использовался бак, способный выдержать силу взрыва 1 г ТНТ¹⁾.

¹⁾ ТНТ — тротиловый эквивалент. — *Прим. ред.*

Соотношения подобия

Осмысленная информация о процессе подводного взрыва может быть получена при его моделировании маломощным взрывом, когда выполняются определенные условия подобия. Важность законов подобия очевидна, если рассмотреть, например, ядерный взрыв с тротиловым эквивалентом 100 килотонн. При использовании моделирующего заряда 0,2 г ТНТ это соответствует коэффициенту подобия $4,5 \cdot 10^{11}$. Хотя в данной работе речь идет лишь об эффектах, связанных с маломощными подводными взрывами, весьма интересно рассмотреть требования, которые накладываются законами подобия. Для получения точного подобия необходимо решить систему уравнений

$$\begin{aligned} a_p &= \lambda a_m, \\ d_p &= \lambda d_m, \end{aligned} \quad (1)$$

где a — радиус пузыря, d — глубина взрыва и λ — коэффициент подобия;

$$\left(\frac{l}{gt^2} \right)_p = \left(\frac{l}{gt^2} \right)_m, \quad (2)$$

где g — ускорение силы тяжести, t — характеристическое время и l — характеристическая длина.

$$\left(\frac{P}{P_V} \right)_p = \left(\frac{P}{P_V} \right)_m, \quad (3)$$

где P — гидростатическое давление, P_V — давление паров, а индексы p и m обозначают прототип и модель соответственно.

Для обеспечения идентичного влияния окружающей среды в модели и прототипе между глубинами взрыва и максимальными радиусами пузырей должно существовать линейное соотношение (1). Из этих же соображений при миграции пузыря должно соблюдаться равенство чисел Фруда [1] модели и прототипа. Число Фруда представляет собой отношение инерциальных сил, действующих на пузырь, к гравитационным силам [соотношение (2)]. Подобным же образом при рассмотрении процессов кипения на поверхности пузыря [соотно-

шение (3)] должно выполняться равенство отношений давления паров и гидростатического давления (чисел Томаса) для модели и прототипа. При малой глубине взрыва ($a \approx d$) процессы миграции пузыря можно не рассматривать и требование фрудовского подобия отпадает. В этом случае подобие может быть достигнуто путем вариации внешнего давления и температуры воды во взрывном баке [2]. Однако в большинстве случаев миграция важна и точного подобия можно добиться только в условиях специальных испытаний.

Взрывающиеся проволочки

Нижеописанная испытательная аппаратура позволяет изучать взрывы, производимые как с помощью химических ВВ, так и при быстром освобождении энергии, запасаемой в конденсаторной батарее. Взрыв погруженной в воду взрывающейся проволочки имеет ряд преимуществ по сравнению с взрывами ВВ и подводным искровым разрядом.

1. Температуры, развивающиеся при подводном взрыве проволочки, приближаются к ядерным в большей степени, чем это возможно с химическими ВВ.

2. Погруженная взрывающаяся проволочка образует значительный пузырь пара, который, как можно думать, сходен с пузырем, возникающим при ядерном взрыве. Химические ВВ, такие, как ТНТ или пенолит, образуют в качестве продуктов взрыва также неконденсирующиеся газы и частицы углерода.

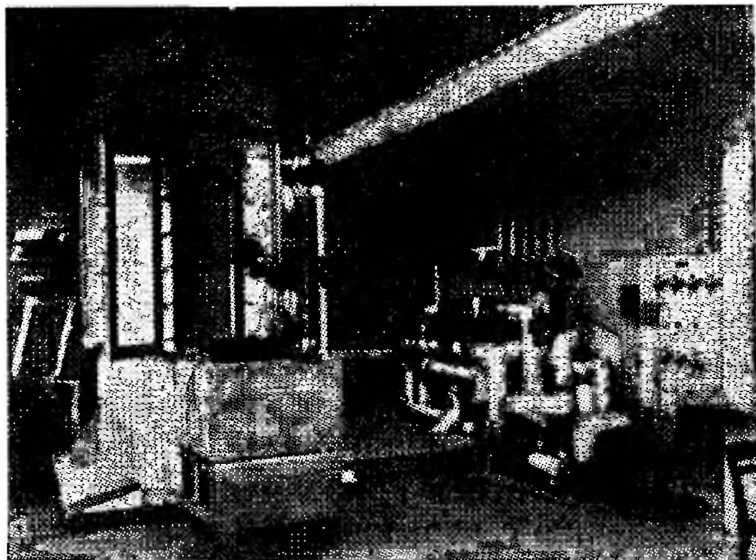
3. При взрыве проволочек пузырь пара более прозрачен, чем в случае химических ВВ. Это облегчает фотографирование его внутренних областей.

4. В случае взрывающейся проволочки силы взрыва и скорость детонации легко варьируются выбором различных напряжений заряда и емкости конденсаторной батареи.

5. При больших межэлектродных расстояниях подводный искровой разряд становится невоспроизводимым, что исключено в случае взрыва проволочек.

Аппаратура для производства подводных взрывов

Взрывной бак представляет собой цилиндр, диаметр которого равен 1,5 м, а высота 3,6 м (фиг. 1). Система фильтров обеспечивает чистую воду при заданной температуре в диапазоне 2—80°. Над поверхностью воды

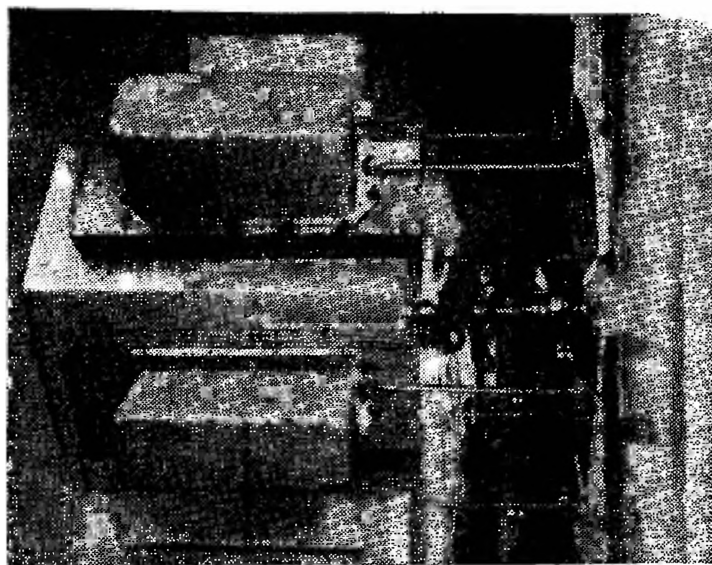


Ф и г. 1. Общий вид экспериментальной установки.

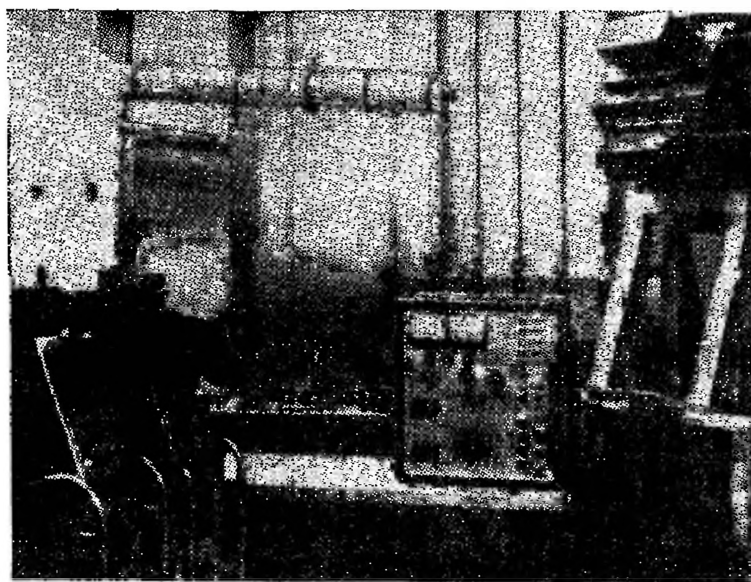
могут быть созданы любые низкие давления вплоть до давления насыщенных паров. Доступ в бак осуществляется через одно из трех наблюдательных стеклянных окон размерами 45×150 см.

Конденсаторная батарея, применявшаяся для запасаения энергии, освобождаемой при подводном взрыве проволочки, состояла из шести конденсаторов ¹⁾, расположенных вокруг общей оси и соединенных параллельно (фиг. 2). Номинальная емкость каждого конденсатора 1,0 мкф, индуктивность 0,01 мкгн и рабочее напряжение 50 кв. Полная измеренная емкость составляла 5,76 мкф (0,96 мкф каждый), что соответствует максимальной запасаемой энергии 7200 дж (тротилловый эквивалент 1,64 г). Конденсаторная батарея заряжалась

¹⁾ Тип 14T756, фирма «Дженерал электрик», Гудзон-Фоллс,



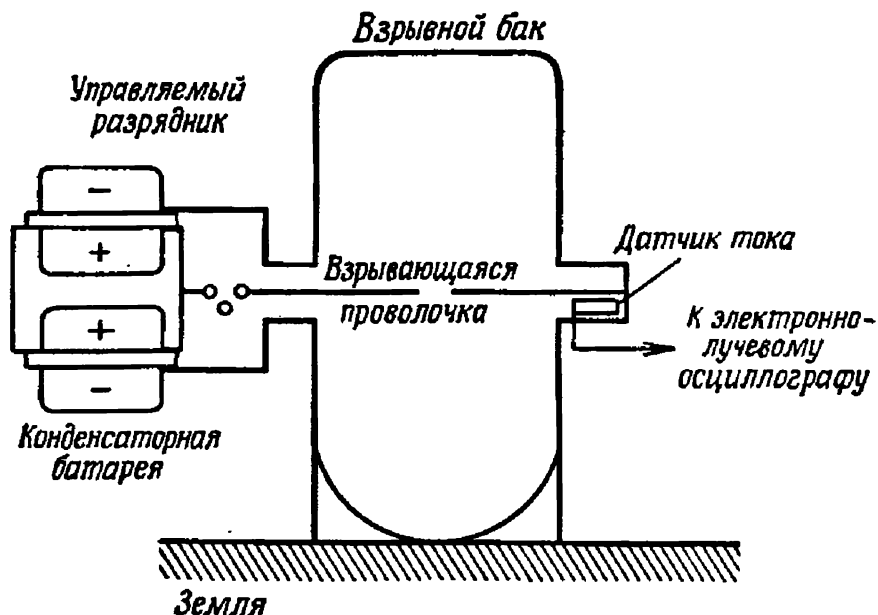
Ф и г. 2. Конденсаторная батарея и управляемый разрядник.



Ф и г. 3. Источник питания и аппаратура управления.

от источника, дающего 60 кВ при токе 50 ма¹) (фиг. 3). Для соединения с конденсаторной батареей применялся изолированный кабель (RG 17/μ).

Разрядный контур. Для сокращения омических потерь и более быстрого подвода запасенной энергии к разрядному промежутку контур должен быть возможно



Фиг. 4. Схема разрядного контура взрывающейся проволоочки.

более коротким. Подводный взрыв, однако, следует производить в центре бака. Движение пузыря не должно искажаться никакими препятствиями. По этим соображениям корпус взрывного бака использовался в качестве заземленного обратного провода (фиг. 4). Для сокращения длины разрядного контура управляемый разрядник и вся конденсаторная батарея монтировались непосредственно на взрывном баке.

Токовые измерения. Разрядный ток измерялся специальной катушкой, помещаемой в коаксиальном участ-

¹) Модель 2060-50 фирмы «Соренсен энд компани», Стэнфорд (шт. Коннектикут).

ке разрядного контура. Разрядный ток равен

$$I = \frac{2\pi}{n\mu L} \frac{1}{\ln(r_2/r_1)} \int_0^t \epsilon dt, \quad (4)$$

где ϵ — наведенное напряжение, r_2 — наружный и r_1 — внутренний радиусы катушки, L — длина катушки, μ — магнитная проницаемость и n — число витков катушки.

Напряжение ϵ , наводимое в катушке, интегрируется простой RC -цепочкой и подается на осциллограф [3]. Разрядный ток имеет форму затухающей синусоиды с частотой 45,5 кГц. При измеренной емкости 5,76 мкФ индуктивность цепи составляла 2,14 мкГн.

Подводимая энергия. В первые два периода колебаний тока, когда происходит наибольшее рассеяние мощности в проволочке, скорость убывания тока почти постоянна. По скорости спадания тока может быть примерно оценено среднее эффективное сопротивление цепи, которое представляет собой сумму сопротивлений управляемого разрядника и подводного разрядного промежутка и остальных частей контура. Последовательным закорачиванием различных частей цепи может быть найдено их среднее эффективное сопротивление. Для изучения явления подводного взрыва можно с достаточной точностью считать, что вся электрическая энергия, запасенная в конденсаторной батарее, поглощается в различных частях контура в соответствии с их средними эффективными сопротивлениями [2]. Таким образом, энергия, выделяющаяся при подводном взрыве, составляет некоторую долю от всей запасенной энергии, определяемую соотношением

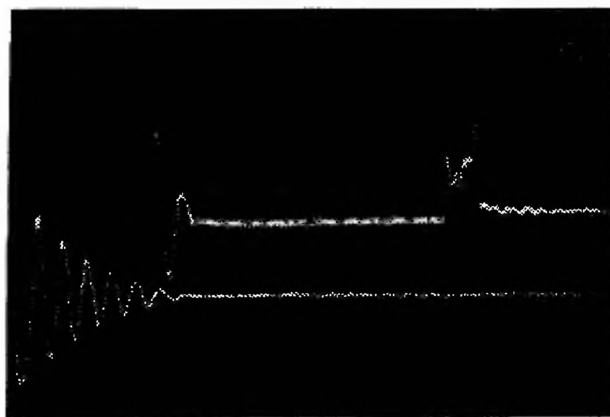
$$Y = E_s \frac{R_g}{R_t}, \quad (5)$$

где Y — энергия взрыва, E_s — полная запасенная энергия, R_g — среднее эффективное сопротивление подводного межэлектродного промежутка, R_t — полное среднее эффективное сопротивление разрядного контура.

Распределение энергии

Последовательность развития явлений

Для выяснения характера распределения энергии, освобождаемой при подводном взрыве проволочки, необходимо кратко описать последовательность явлений, имеющих место при взрыве. Допустим, например, что конденсатор, заряженный до 25 кВ, разряжается через



Фиг. 5. Чувствительность по вертикальной оси: ударная волна (верх) 0,1 в/см, ток разряда (нижняя осциллограмма) 2,0 в/см. Скорость развертки 50 мксек/см.

погруженную в воду медную проволочку диаметром 0,125 мм и длиной 25 мм. Запасаемая энергия E_s составляет 1800 дж, что дает результирующий максимальный ток 33 400 а (фиг. 5). Среднее эффективное сопротивление всей цепи и подводного промежутка составляет соответственно 0,065 и 0,025 ом. Энергия взрыва, таким образом, равна 693 дж. Глубина взрыва составляет 60 см, а давление над поверхностью воды 114 мм рт. ст.

Большая часть полной энергии взрыва выделяется в проволочке в течение первых двух циклов разряда примерно за 40 мксек. Взрывающаяся проволочка расширяется, образуя искровой канал, который аккумулирует эту энергию в виде энергии диссоциации, ионизации и возбуждения молекул Си и Н₂О. Затем энергия выделяется в виде термического излучения и механиче-

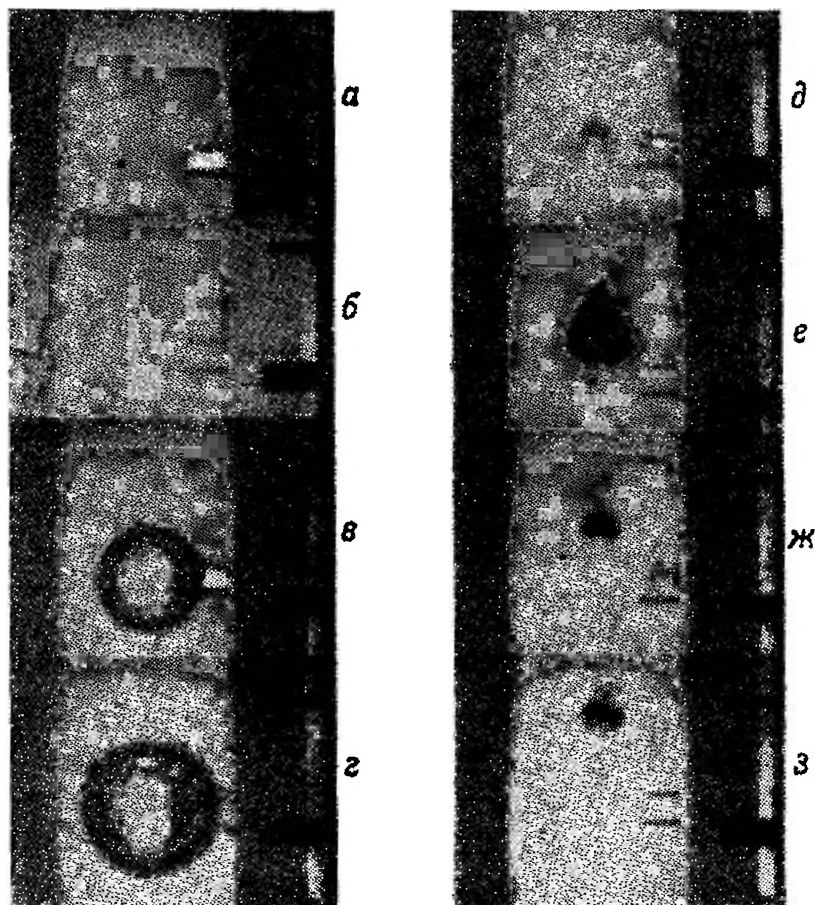
ской работы. При дальнейшем расширении искрового канала [4] образуется ударная волна.

Было обнаружено, что канал подводного искрового разряда излучает спектральный континуум термической энергии, соответствующий излучению черного тела [4]. Лучистая энергия за пределами района взрыва поглощается водой, создавая определенный градиент температуры. Интенсивность поглощения энергии водой зависит от длины волны, а длина волны максимума термического излучения является функцией температуры искрового канала.

Гидродинамический ударный фронт, возбужденный расширением в воде искрового канала, также оказывается светящимся. Вследствие инерции воды в искровом канале развиваются весьма высокие давления. Температурный градиент сообщается воде также проходящей ударной волной благодаря необратимым термодинамическим процессам, протекающим во время сжатия [5].

Вблизи поверхности искрового канала вода испаряется вследствие этих суммарных температурных градиентов. Радиус образующейся сферы, состоящей из слоев пара в различных термодинамических состояниях, равен расстоянию, на котором происходит испарение. Эта сфера, внутри которой находятся водяные пары под большим давлением, расширяется, образуя взрывной пузырь. Расширение пузыря продолжается до максимального радиуса, при котором вся кинетическая энергия оказывается переданной водяной среде. Возросшая потенциальная энергия воды снова сообщается пузырю, обуславливая его сжатие до минимальных размеров. Этот цикл повторяется, пока энергия пузыря убывает благодаря эмиссии акустических ударных волн при последовательных минимумах, а также за счет конденсации и вязких потерь в воде. Возможны 3—4 таких цикла параллельно с миграцией под действием гравитационных сил, прежде чем энергия полностью рассеется. На фиг. 6 представлены последовательные кадры высокоскоростной съемки подводного взрыва. Таким образом, энергия взрыва распределяется в основном между пузырем, ударной волной и термическим излучением.

Энергию пузыря целесообразно разделить на две части: энергию термического излучения и излучения ударной волны и энергию, выделяющуюся в искровом канале (фиг. 7). Первая часть — это та доля ударного



Фиг. 6. Кадры высокоскоростной съемки колебаний пузыря.

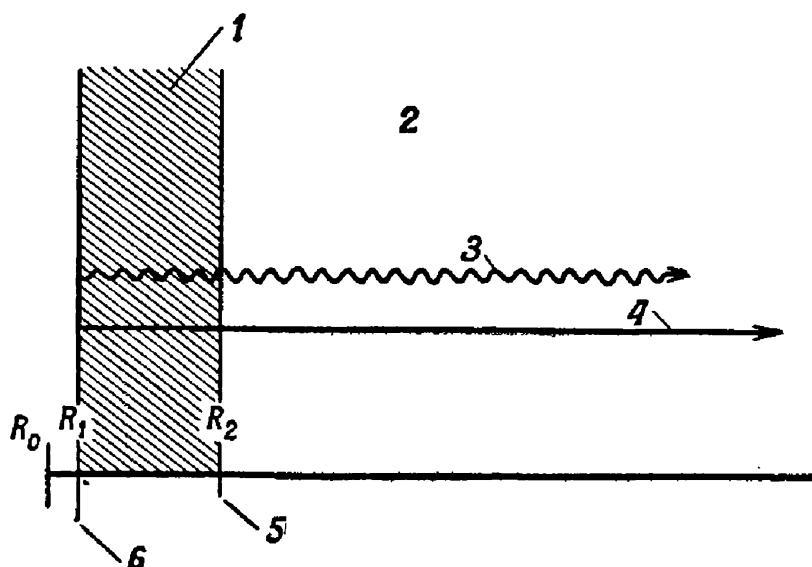
a — до разряда; *б* — $t=0,001$ сек; *в* — $t=0,009$ сек; *г* — $t=0,038$ сек, первый максимум; *д* — $t=0,068$ сек, первый минимум; *е* — $t=0,081$ сек, второй максимум; *ж* — $t=0,1$ сек, второй минимум; *з* — $t=0,129$ сек.

и термического излучения, которая создает первичную сферу пара высокого давления; вторая — излучение, которое не дает вклада в образование пузыря. Полная кинетическая энергия пузыря дается выражением

$$E_B = \frac{4\pi}{3} P_0 A_m^3 \quad (6)$$

где P_0 — гидростатическое давление и A_m — максимальный радиус пузыря.

Анализ фиг. 6 показывает, что максимальный радиус равен 13 см; гидростатическое давление составляло 0,215 ати, что дает для кинетической энергии пузыря



Фиг. 7. Распределение энергии при формировании первичного парового пузыря.

1 — область термического излучения и излучения ударной волны; 2 — область, не содержащая термического излучения и излучения ударной волны; 3 — термическое излучение; 4 — излучение ударной волны; 5 — начальный радиус парового пузыря; 6 — радиус искрового канала.

значение 214 дж. Внутренняя энергия пузыря при максимальном радиусе предполагается пренебрежимо малой.

Энергия ударной волны

Давление ударной волны было измерено на расстоянии 57 см пьезоэлектрическим датчиком диаметром 3 мм (фиг. 5). Энергия, заключенная в ударной волне, дается выражением [6]

$$E_{sF} = \frac{4\pi R^2}{C_0 \rho_0} \int_0^t (P_0)^2 dt, \quad (7)$$

где P_0 — превышение давления над гидростатическим, R_0 — расстояние датчика от взрыва, C_0 — скорость звука в воде, ρ_0 — плотность среды.

Максимальное давление в ударном фронте составляло 16 *ати* и энергия, остающаяся в ударной волне, — 64 *дж*.

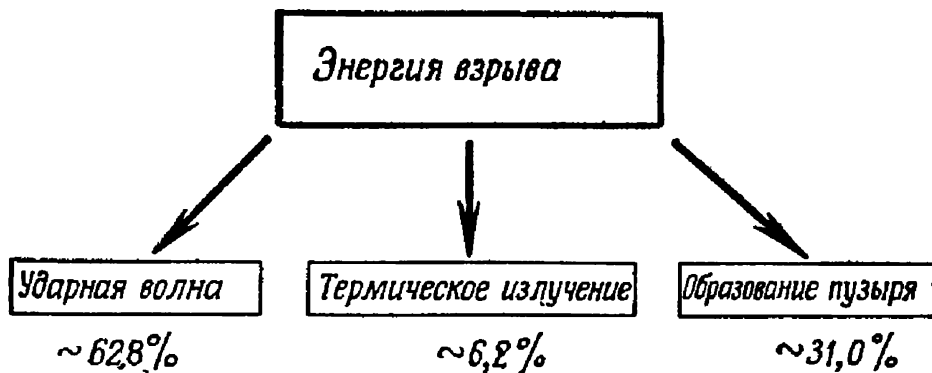
В оценке энергии, рассеянной в воде ударным фронтом в непосредственной близости к поверхности искрового канала, существует большая неопределенность, которая происходит от неточностей, допускаемых как при выборе кривой давление — радиус, так и при задании уравнения состояния воды в диапазоне высоких давлений [5]. Если, однако, выполнены оценки потерь на термическое излучение, то рассеянная энергия может быть определена.

Энергия теплового излучения

Из измерения мощностей, излучаемых при длинах волн 4070 и 6100 Å [7], было найдено, что максимальная температура, возникающая при подводном взрыве проволоки, достигает 14 900° К. При этой температуре длина волны максимума термического излучения равна 1940 Å. Излучение этой длины волны слабо поглощается водой вблизи поверхности искрового канала. Таким образом, лишь очень малая часть энергии термического излучения идет на формирование пузыря. Здесь наблюдается большая разница с ядерным случаем, когда температура взрыва может достигать до 10⁶° К и длина волны максимума термического излучения составляет только 29 Å. В этом случае большая часть энергии термического излучения поглощается в непосредственной близости, давая вклад в образование ядерного пузыря.

Количество энергии термического излучения, уходящее за пределы радиуса испарения, исследовалось путем вариации поглощающих свойств воды, непосредственно окружающей проволочку. При взрыве проволочки в облаке подкрашенной жидкости энергия пузыря возросла на 17,7% по сравнению с контрольным взрывом без жидкости. Поскольку энергия ударной волны

при этом оставалась неизменной, возрастание энергии пузыря происходило, по-видимому, благодаря увеличившемуся поглощению энергии термического излучения.



Фиг. 8. Распределение энергии ко времени достижения максимального радиуса пузыря.

Предварительные результаты относительно распределения энергии взрыва погруженной проволоочки приведены на фиг. 8.

Заключительные замечания

Не только величина и мощность, но и форма взрыва легко может быть изменена при использовании погруженных в воду проволочек. Путем придания проволочке различных конфигураций изменяется форма искрового канала. Хотя в максимуме пузырь опять принимает сферическую форму (за исключением экстремальных условий), в первом минимуме имеет место возврат к конфигурации искрового канала. Эта форма, однако, скоро разрушается за счет турбулентности. Для экспериментов брались также проволочки длиной больше 25 мм и меньше. Более короткие проволочки имеют меньшее сопротивление промежутка и воспринимают меньший процент всей запасенной энергии, однако в этом случае имеется лучшее приближение к точечному взрыву.

Можно сделать вывод, что погруженные взрывающиеся проволочки, дающие взрыв с высокой температурой и давлением, позволяют изучать подводные взрывы малой мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vennard J. K., Elementary Fluid Mechanics, John Wiley and Sons, N. Y., 1956, p. 176.
2. Buntzen R. R., The NRLD Low Yield Underwater Explosion Tank and Associated Instrumentation, USNRDL Techn. Rep. (в печати).
3. Nail C. D., Measuring Mega — Ampere Transient Currents, January, 1960, pp. 153—155.
4. Martin E. A., The Underwater Spark: An Example of Gaseous Conduction at About 10 000 Atmospheres, U.W. Army Contract, DA20011800RD012242, University of Michigan, July, 1956, p. 190.
5. Arons A. B., Yennie D. R., Energy Partition in Underwater Explosion Phenomena, NAVORD Rep. № 406, October, 1947, p. 54.
6. Cole R. H., Underwater Explosions, Princeton University Press, 1948, p. 275.
7. Hege J., A Method of Determining the Radiant Energy from an Underwater Exploding Wire, USNRDL Technical Memorandum (в печати).

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ВОДА — МЕТАЛЛ С ПОМОЩЬЮ ТЕХНИКИ ВЗРЫВАЮЩИХСЯ ПРОВОЛОЧЕК

Л. Бекер, Р. Вархал

Техника взрывающихся проволочек была применена для изучения химических реакций между расплавленным металлом и водой. Основная задача заключалась в том, чтобы нагреть возможно большее количество металла до температур, представляющих интерес при изучении некоторых химических реакций. Были развиты два метода измерения энергии, подводимой к исследуемой проволочке при разряде конденсаторной батареи. В обоих методах в разрядный контур включался короткий отрезок константановой проволоки. Маленькие термодпары, укрепленные непосредственно на константановых проволоках, обеспечивали прямой метод измерения «интеграла действия». Соответствующая калибровочная процедура позволяла производить расчет температуры образца с точностью до 100°C . Точность можно оценить: 1) сопоставлением расчетной температуры с признаками начала плавления для циркониевых, урановых и платиновых проволочек двух размеров; 2) по воспроизводимости степени завершенности наблюдаемой реакции металл—вода.

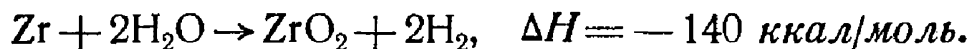
Высокоскоростная киносъемка картины разрушения проволочки свидетельствовала об однородности нагрева проволочки по длине. Для разрушения проволочки, нагретой до температуры немного выше точки плавления, после обрыва тока требовалось еще довольно большое время. Был измерен средний диаметр частиц, образующихся при разрушении. При этом обнаружено, что по мере роста температуры металла диаметр частиц монотонно убывает. Однородный нагрев имел место в случаях циркония, урана, платины и нержавеющей стали. Алюминиевые проволочки распадались на несколько частей, и остающаяся энергия рассеивалась в возникающих при этом дугах.

Предварительные исследования реакции цирконий—вода включали измерение переменного давления и количества водорода, образующегося при реакции. Исследования проводились при температурах металла $1100\text{--}4000^{\circ}\text{C}$ и температурах воды $25\text{--}315^{\circ}\text{C}$. Техника взрывающихся проволочек весьма удобна для изучения химических реакций между металлами и неметаллическими жидкостями.

Введение

В Аргоннской национальной лаборатории были приняты исследования взрывающихся проволочек с целью разработки метода изучения химических реакций между расплавленным металлом и водой. Интерес

к реакциям металл — вода возник в связи с возможностью значительного химического нагрева, а также выделения водорода при аварии ядерного реактора с водяным охлаждением. Неисправность системы охлаждения или значительный ядерный «разгон» могут явиться причиной расплавления или даже испарения внутренних частей реактора. Таким образом может произойти выброс смеси твердого, расплавленного и испаренного металла в охлаждающую воду. Термодинамическое рассмотрение показывает, что большинство металлов, обычно применяемых для внутренних частей ядерного реактора (уран, цирконий, алюминий и нержавеющая сталь), могут реагировать с водой с выделением значительных количеств теплоты и газообразного водорода. Это можно проследить на примере следующей реакции цирконий — вода:



Теплота, выделяемая при этой химической реакции, может оказаться больше, чем теплота, выделяемая при ядерном делении.

В большинстве случаев взрывающиеся проволоочки применяются с целью получения очень высоких температур, интенсивных световых вспышек ударных волн или магнитных полей. Настоящие исследования взрывающихся проволоочек, весьма радикально отличающиеся от аналогичных работ, описанных в обоих томах, имели целью нагрев максимально возможного количества металла до температур, представляющих интерес при изучении некоторых химических реакций, причем требуемые температуры выдерживались весьма точно. Из опубликованного Чейсом обзора экспериментов по взрывам проволоочек [1] видно, что металлические проволоочки могут быть разогреты до температур, превышающих нормальную точку кипения, причем разрушения еще не наступает. По-видимому, имеются также основания полагать, что нагрев металла будет однородным вплоть до указанных температур. Таким образом, имеется способ, при помощи которого расплавленный металл может быть за короткое время приведен в контакт с водой.

В работе [2] опубликованы результаты исследования реакций металл — вода с помощью взрывающихся проволочек [2]. Были определены степень завершенности реакции в функции энергии, подводимой к проволочкам или фольгам из нескольких металлов, а также отношение сопротивления фольги или проволочки, подлежащей нагреву, к распределенному сопротивлению цепи и конденсаторов. Это отношение использовалось в дальнейшем для оценки доли полной энергии, запасаемой в конденсаторах, которая реально идет на нагрев образца. Большое изменение сопротивления образца в процессе нагрева не учитывалось.

Эксперимент¹⁾

Электрическая схема

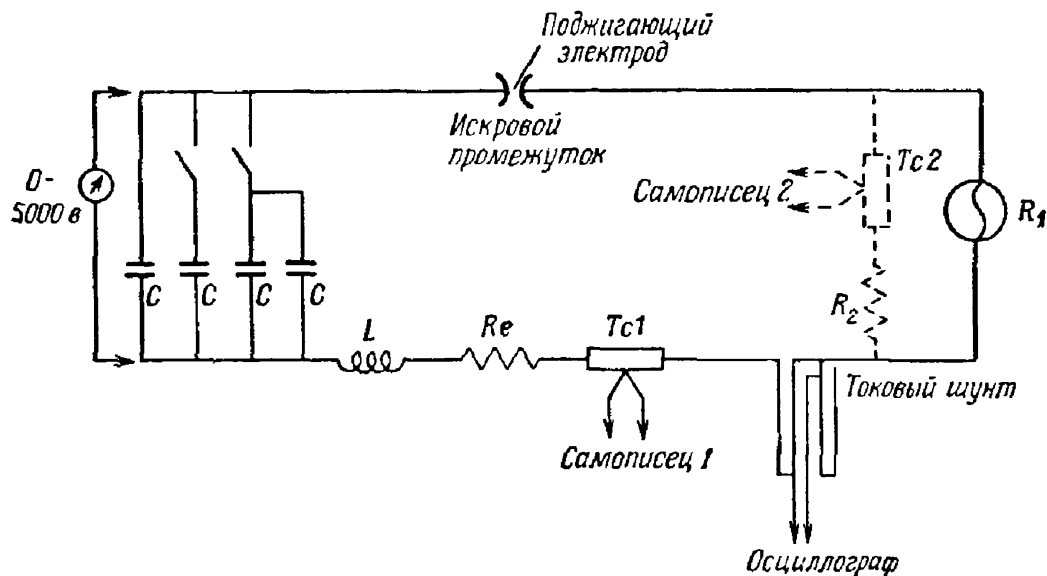
Электрическая схема показана на фиг. 1. Ее можно преобразовать (как показано пунктиром на фиг. 1) добавлением шунтирующего элемента. Конденсаторы заряжались от отдельного высоковольтного источника. Для запуска разряда применялся искровой разрядник, сходный с описанным Куллингтоном [4]. Подаваемый на поджигающий электрод 15-киловольтный импульс приводил искровой промежуток в состояние проводимости и запускал развертки нескольких осциллографов. Вначале работали при минимальных напряжениях, допускающих запасание достаточной энергии. Тем самым была снижена вероятность образования паразитных разрядов между смежными элементами цепи. Использовалась батарея из четырех конденсаторов номинальной емкостью 25 мкф каждый, заряжаемых до напряжения 5000 в. При этом запасалась энергия 1250 дж или примерно 300 кал.

В настоящих экспериментах сравнительно высокая индуктивность цепи является положительным фактором, так как при этом токи не могут быть очень большими, а скорость их изменения невелика, чем избегаются излишне большие магнитные силы и скин-эффект.

¹⁾ Более подробное описание приведено в работе [3].

Однако при этом время нагрева остается достаточно коротким по сравнению с обычными требованиями химической кинетики. Таким образом, конденсаторы и управляющие схемы можно было располагать на некотором расстоянии от реакционного сосуда.

Разрядный ток измерялся с помощью коаксиального шунта (см. фиг. 1), собранного из медных трубок типа,



Фиг. 1. Основная схема разрядного контура.

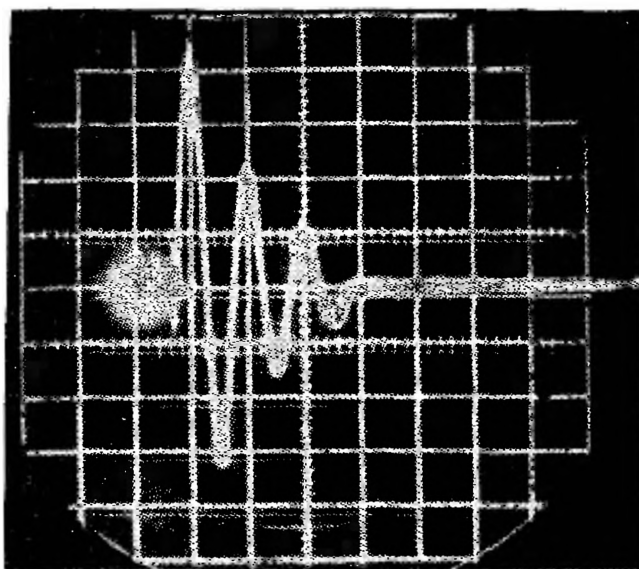
C — конденсаторы (25 мкф, 7000 в); L — индуктивность цепи; R_e — внешнее сопротивление; T_c — термоэлемент.

предложенного Парком [5]. Типичная токовая осциллограмма представлена на фиг. 2. Из анализа осциллограмм можно было получить полную индуктивность контура, которая оказалась равной примерно 2,5 мкГн.

Вследствие относительно высокого значения индуктивности частота колебаний и максимальный ток сравнительно мало зависели от сопротивления образца. Из осциллограммы, приведенной на фиг. 2, видно, что уже после трех циклов разряда пробоя не происходит, благодаря чему время нагрева оказывается четко определенным: 0,3 мсек. Число импульсов тока зависит от сопротивления образца. Время нагрева изменялось от 0,15 мсек для образцов с высоким сопротивлением до 0,45 мсек (в последнем случае включался толстый медный закорачивающий стержень).

Методы измерения энергии

Эксперимент ставился таким образом, чтобы подвергнуть нагреву возможно большее количество металла, так что сопротивление образца было обычно очень маленьким. Сопротивление внешней цепи было минимальным благодаря применению массивных медных шин; однако сопротивление внешней цепи оказалось



Фиг. 2. Токвая осциллограмма разряда с нихромовой проволочкой диаметром 1,6 мм и длиной 28 мм.

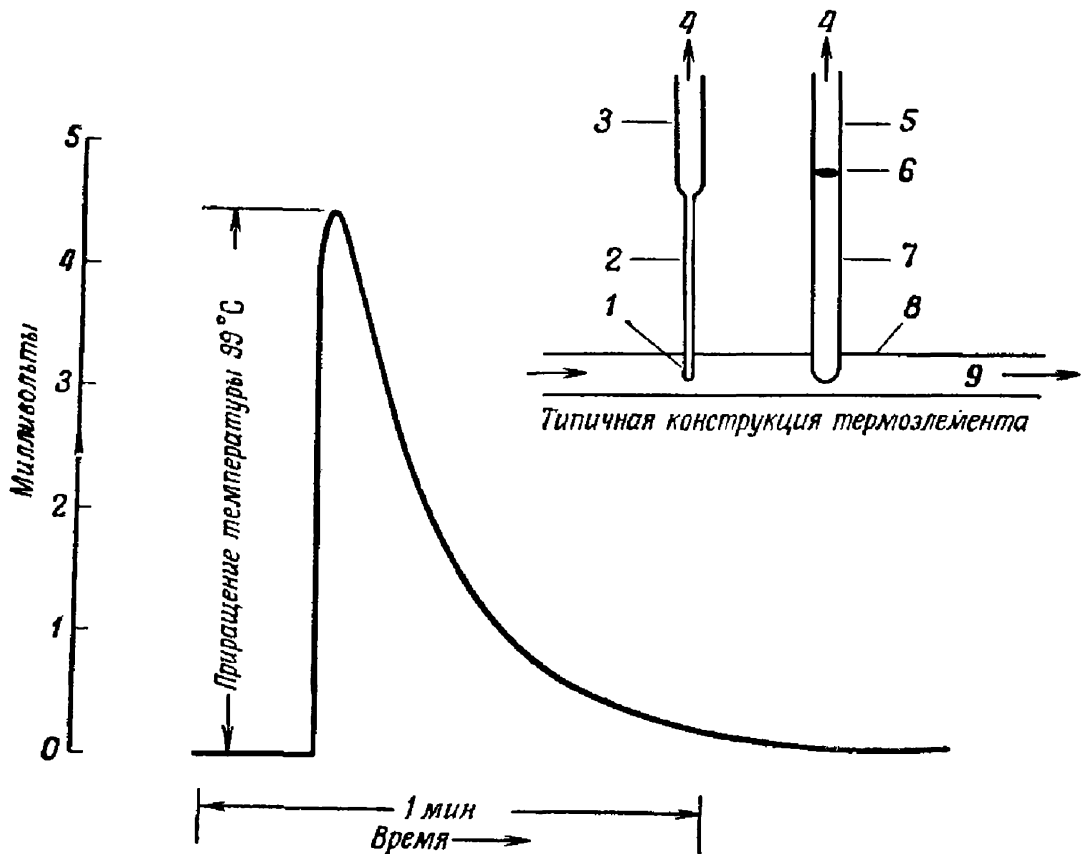
Полная емкость 99 мкф, напряжение заряда 2500 в. Одно деление по оси ординат равно 2700 а/см, а по оси абсцисс — 0,1 мсек/см. (Расстояние между линиями соответствует 1 см на экране осциллографа.)

невозможным сделать пренебрежимо малым по сравнению с сопротивлением самого образца. Таким образом, нельзя было считать, что вся энергия выделяется только в исследуемой проволочке. Для выявления характера распределения энергии в цепи было разработано два метода.

В обоих методах в цепь включался короткий тщательно отмеренный отрезок константановой проволоки, к поверхности которого припаивались тонкие медные проводники. В одном из методов использовался только

один такой датчик (Тс I на фиг. 1), в другом — применялись два датчика. Константановые проволоки нагревались разрядным током одновременно с исследуемой проволочкой.

Размеры константановых проволочек выбирали такими, чтобы наиболее мощный разряд приводил к возрастанию их температуры на 200°C или менее. Тонкий



Фиг. 3. Типичная запись разряда на самописце.

1 — горячий спай; 2 — медь, диаметр 0,5 мм; 3 — медь, диаметр 0,8 мм; 4 — самописец; 5 — медь, диаметр 0,8 мм; 6 — холодный спай; 7 — константан, диаметр 0,8 мм; 8 — константан, диаметр 1,6 мм; 9 — ток.

медный проводник и дополнительный константановый провод соединялись с быстродействующим записывающим милливольтметром. Типичная запись на ленте разряда и размеры обычно используемого термоэлектрического элемента представлены на фиг. 3. Максимальный записанный сигнал примерно соответствует полному повышению температуры константановой проволочки. Форма записанного сигнала, разумеется, не отражает

временного хода температуры, так как самописец заведомо не может следовать за процессом нагрева.

Энергия, выделяемая на единице длины константовой проволоочки, составляет

$$\int_0^{\infty} R_c i^2 dt, \quad (1)$$

где R_c — сопротивление единицы длины, i — мгновенное значение тока, t — время. Удельное сопротивление константана почти не зависит от температуры в рассматриваемом диапазоне, так что R_c можно вынести за знак интеграла. Энергия, поглощаемая в отрезке единичной длины, также может быть выражена через прирост температуры

$$C_p \rho A \Delta T = R_c \int_0^{\infty} i^2 dt, \quad (2)$$

где C_p — удельная теплоемкость; ρ — плотность; A — площадь поперечного сечения и ΔT — приращение температуры. Преобразуя выражение и группируя константы, получим

$$\Delta T = kS, \quad (3)$$

где $k = R_c / C_p \rho A$ и $S = \int_0^{\infty} i^2 dt$. Соотношение (3)

показывает, что приращение температуры пропорционально полному «интегралу действия» S , который обычно используется в последних исследованиях взрывающихся проволоочек для корреляции различных параметров.

В одном из методов измерения энергии термоэлемент включается последовательно с эталонной проволоочкой. Полная энергия разряда распределяется между эталонной проволоочкой и сопротивлением внешней цепи R_e следующим образом:

$$E_{\text{полн. эксп}} = \frac{1}{2} C V_R^2 = E_1 + R_e S, \quad (4)$$

где V_R — рабочее напряжение заряда и E_1 — энергия, поглощенная в исследуемой проволочке. Энергия E_1 может быть получена путем проведения серии калибровочных разрядов с толстым закорачивающим стержнем вместо эталонной проволочки. При этих условиях в закорачивающем стержне поглощается пренебрежимо малая энергия, т. е.

$$E_{\text{полн. расч}} = \frac{1}{2} CV_c^2 = R_e S, \quad (5)$$

где V_c — напряжение заряда при калибровочном разряде. Вычитание соотношения (4) из (5) дает

$$E_1 = \frac{1}{2} CV_R^2 - \frac{1}{2} CV_c^2. \quad (6)$$

Соотношение (6) справедливо, если в обоих разрядах получается одно и то же значение «интеграла действия». На практике это достигается путем построения градуировочного графика. Соотношения (3) и (5) дают

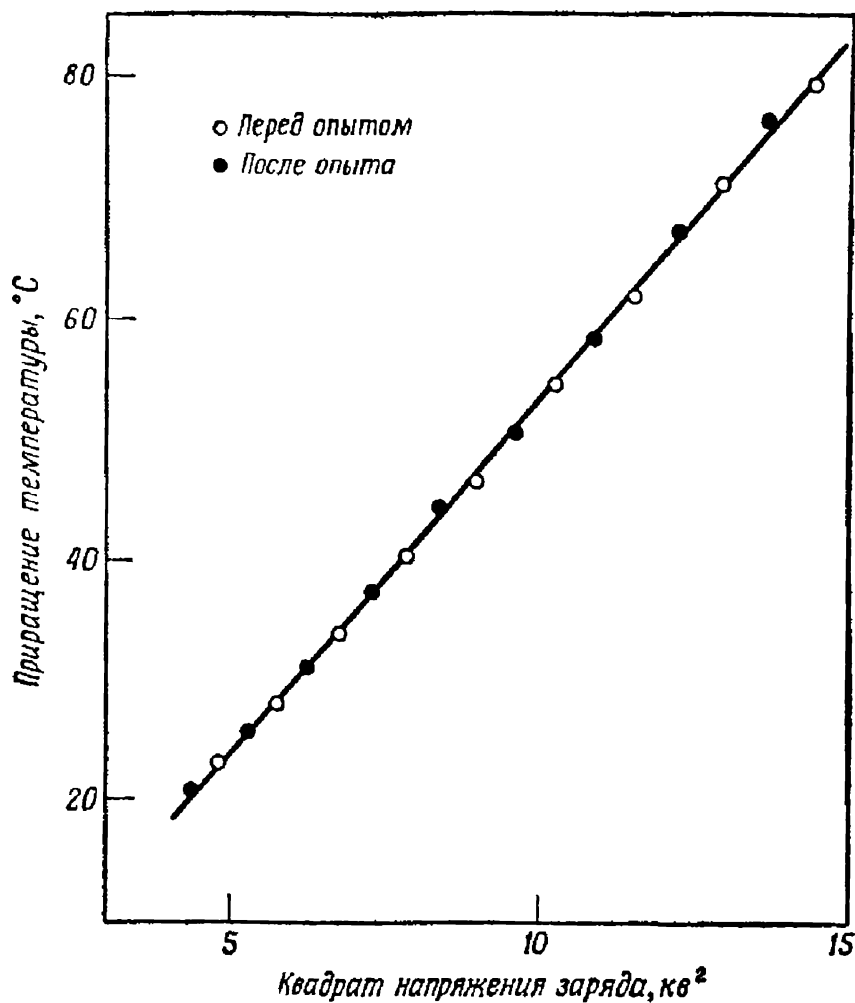
$$\Delta T = \frac{kC}{2R_e} V_c^2. \quad (7)$$

Типичный вид зависимости ΔT от V_c^2 показан на фиг. 4. Это примерно прямая линия, что согласуется с соотношением (7). Метод вычисления энергии, поглощаемой образцом в течение разряда с начальным напряжением V_R , состоит в том, что по измеренному приращению температуры ΔT для каждого опыта находят из кривой V_c^2 . После этого энергия подсчитывается по соотношению (6).

Описанный метод не требует определения сопротивления образца и постоянства сопротивления образца в процессе разряда. Не требуется также оценки абсолютных значений постоянных в соотношениях (1) и (7). Было обнаружено, что наклон прямой слегка изменяется от опыта к опыту. Поэтому в большинстве случаев калибровочная прямая снималась до и после опыта.

При втором методе энергетических измерений использовалось шунтирующее сопротивление R_2 и дополнительный термоэлемент Тс-2, показанные на фиг. 1

пунктирными линиями. Сопротивление образца и шунтирующее сопротивление были выполнены так, что их индуктивные сопротивления при частоте наблюдаемых



Ф и г. 4. Типичный градуировочный график: зависимость приращений температуры от квадрата зарядного напряжения.

колебаний пренебрежимо малы по сравнению с омическими сопротивлениями. Устройство реакционного сосуда и шунтирующей цепи будет описано ниже.

Один из термометрических элементов включался в разрядную цепь последовательно аналогично включению амперметра. Второй термометрический элемент к эталонной проволочке подсоединялся параллельно аналогично подключению вольтметра. Анализ цепи

показал, что энергия E_1 , выделяющаяся в образце, может быть выражена следующим соотношением:

$$E_1 = R_2 \sqrt{k_1 k_2} \sqrt{\Delta T_1 \Delta T_2} \left(1 - \frac{k_2}{k_1} \frac{\Delta T_2}{\Delta T_1} \right), \quad (8)$$

где R_2 — сопротивление шунтирующей цепи; k_1, k_2 — градуировочные коэффициенты каждого термометрического элемента, которые соответствуют k в соотношении (3), а ΔT_1 и ΔT_2 — наблюдаемые приращения температур каждой термопары.

Соотношение (8) зависит от стабильности сопротивления R_2 и градуировочных коэффициентов термопар k_1 и k_2 . Изменения напряжения заряда, сопротивления внешней цепи и сопротивления образца не влияют на вычисляемые значения энергии. Градуировочные коэффициенты также не зависят от частоты колебаний и, следовательно, от числа конденсаторов, до тех пор пока диаметры константановых проволочек достаточно малы, так что влиянием скин-эффекта можно пренебречь.

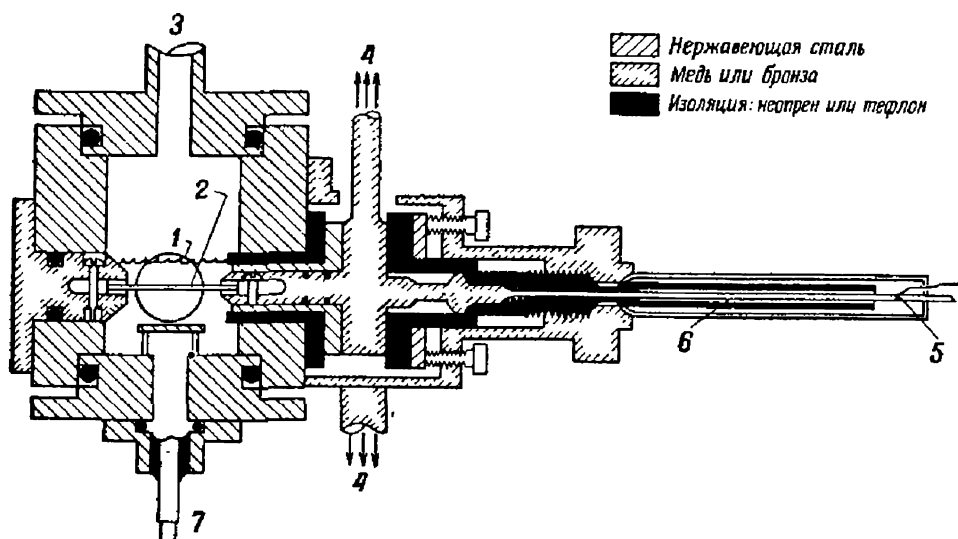
Определение значений градуировочных коэффициентов k_1 и k_2 может быть выполнено путем проведения серии короткозамкнутых разрядов, разрядов на разомкнутую цепь и моделирующих опытов с включением образцов из нихромовой проволоки диаметром 1,6 мм.

Реакционный сосуд и аппаратура

Реакционный сосуд для химических исследований должен иметь изолированные вводы высокой мощности и быть герметизированным как в смысле вакуума, так и высоких давлений. Один из реакционных сосудов, применявшихся в данном исследовании, изображен на фиг. 5. Эталонные проволочки длиной 25 мм и диаметром 1,5 мм монтировались под водой в реакционном сосуде из нержавеющей стали. При использовании двухтермопарного метода энергетических измерений ток протекал по проволочке и корпусу самого реакционного сосуда. Ток протекал также по константановой проволоке (сопротивление R_2) и далее по медной трубке, заключающей эту проволоку.

В стенке реакционного сосуда монтировался пьезодатчик давления, который применялся для наблюдения

за протеканием химической реакции. Высокоскоростная киносъемка процесса разрушения проволоочки (непосредственно и по теплеровскому методу) производилась через два пирексовых окна в стенках реакционного сосуда. Для съемки применялась камера Фастакс, дающая около 4000 кадров/сек. Реакционный сосуд был



Фиг. 5. Реактор для исследований при низком давлении.

1—окошко; 2—эталонная проволочка; 3—к вентилю и на вакуум; 4—к конденсаторам; 5—термоэлемент; 6—константановая проволочка (R_2); 7—датчик давления.

соединен с пирексовой газовой системой, обеспечивающей дегазированную воду для опытов, а также сбор и измерение водорода, образующегося при реакции вода — металл. Анализ на водород являлся показателем степени завершенности реакции. После опыта твердый осадок собирали; средний размер частиц определяли простым оптическим методом.

Результаты

Корреляция энергетических измерений с появлением осадка

В таблице приведены результаты экспериментов, выполненных с циркониевыми проволочками диаметром 1,5 мм, погруженными в воду при комнатной темпе-

**Результаты экспериментов с циркониевыми проволочками
диаметром 1,5 мм в воде при комнатной температуре**

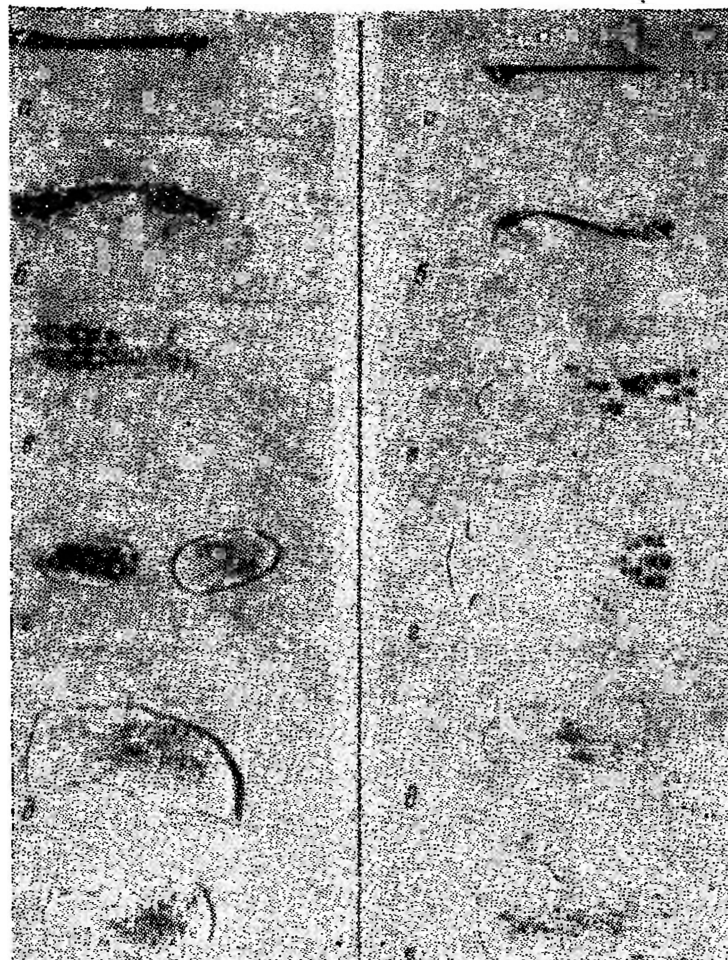
№ опыта	Подводи- мая энергия, кал/г	Расчетная темпе- ратура, °С, и физическое состояние	Степень завершен- ности реакции, %	Средний размер частиц, мкм	Вид осадка
32	100	1100, тверд.	0,7	2140	Неповрежд.
23	127	1500 "	1,2	2180	"
13	137	1600 "	3,9	2160	"
22	150	1800 "	4,2	2170	"
24	158	1840, 10% жидк.	5,9	2060	Эллиптич. форма
28	174	1840, 30% "	—	2180	То же
27	183	1840, 50% "	—	2240	" "
25	190	1840, 60% "	8,9	2280	Сферич. частицы
52	198	1840, 70% "	10,2	1740	То же
26	203	1840, 80% "	7,9	2100	" "
29	209	1840, 90% "	7,9	1500	" "
14	217	1900, жидк.	8,2	1960	Эллиптич. форма
15	218	1900 "	9,0	2040	Сферич. частицы
18	233	2100 "	12,1	1500	То же
30	235	2100 "	12,6	940	" "
31	258	2400 "	18,3	680	" "
42	269	2500 "	10,9	740	" "
20*	275	2600 "	24,0	440	" "
19*	276	2600 "	43,0	340	" "
16	284	2700 "	17,1	980	" "
40*	290	2800 "	39,0	160	" "
41*	294	2800 "	71,0	110	" "
17*	296	2900 "	45,0	340	" "
39*	300	2900 "	50,0	240	" "
21*	313	3100 "	37,0	240	" "
53*	322	3200 "	51,0	370	" "
37*	332	3300 "	52,0	180	" "
35*	361	3700 "	60,0	200	" "
34*	388	4100 "	71,0	270	" "
36*	393	4100 "	50,0	480	" "

* В этих опытах рост давления носил взрывной характер.

ратуре. Аналогичные результаты получаются и для проволочек других размеров и из других металлов и с водой при различных температурах. Достигаемые температуры определялись расчетным путем, исходя из

проволочки диаметром 1,5 мм

Проволочки диаметром 0,75 мм.



Фиг. 6. Фотографии твердых остатков в опытах с цирконием (на предметном стекле микроскопа).

Расчетные начальные температуры: *a* — 1500° С, твердое состояние; *b* — 1840° С, 30–40% жидкости; *в* — 1840° С, 70–80% жидкости; *г* — 2400–2500° С, жидкость; *д* — 2800° С, жидкость; *e* — 3100–3300° С, жидкость.

значений энергии¹⁾ в предположении адиабатического процесса нагрева. Твердый осадок после опытов с цирконием с помощью глипталиевого лака укреплялся на предметном стекле микроскопа. Типичные снимки твер-

¹⁾ Такие данные для многих металлов приведены в работе [6].

дых частиц показаны на фиг. 6. Из фотографий видно, что между расчетной температурой металла и видом твердого осадка существует вполне однозначное соответствие. В случаях когда расчетная температура соответствовала точке плавления, образец оставался неповрежденным (фиг. 6, а). При энергиях, составляющих 0—50% теплоты плавления, циркониевая проволока была изогнута в виде эллиптического сегмента (фиг. 6, б). При бóльших энергиях образовывались сферические частицы прогрессивно убывающего диаметра.

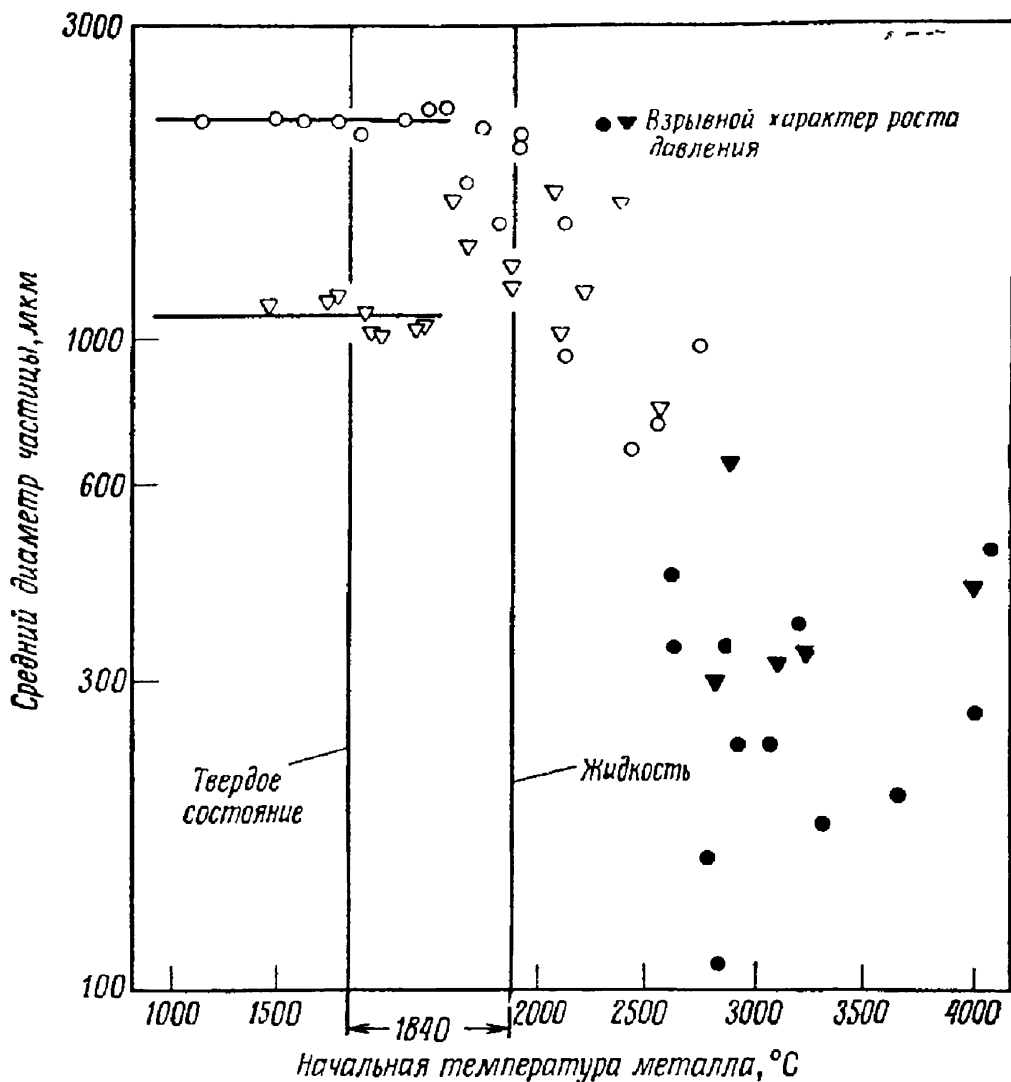
В опытах с платиновой проволокой эллипсоидальная форма образца не возникала. При энергиях, составляющих 50—70% теплоты плавления, наблюдался переход от первоначальной цилиндрической формы к сферическим частицам. В опытах с ураном твердый осадок приобретал эллиптическую форму уже при температуре 1050° С (точка плавления 1133° С). Образование частиц наблюдалось в случаях, когда подводилась энергия, достаточная для достижения точки плавления и превращения в жидкость 30% металла.

Появление признаков плавления при энергиях, соответствующих точке плавления для трех металлов и двух размеров проволок, является хорошим подтверждением надежности примененных методов измерений и предположений об адиабатичности нагрева. Точность оценки температуры на основе энергетических измерений составляет ~100°. Эта оценка представляется разумной, если учесть хорошую воспроизводимость результатов исследования реакций вода — металл.

Размеры частиц твердого осадка

Результаты измерения размеров частиц твердого осадка для циркония представлены в таблице и на фиг. 7. Диаметры частиц, приведенные для образцов, фактически остававшихся неповрежденными, относятся к сферам, имеющим то же отношение поверхности к объему, что и проволоки. Для проволок диаметром 1,5 мм диаметр частиц твердого осадка составляет ~2,25 мм (2280 мкм). Опыты с цирконием при начальных температурах 2600° С и выше, как правило,

приводят к значительно меньшим размерам частиц твердого осадка. За исключением двух опытов, расчетная начальная температура 2600°C и выше приводит



Фиг. 7. Средний диаметр частиц в твердом осадке в зависимости от расчетной начальной температуры металла.

○ опыты с проволочками ϕ 1,5 мм

▽ " " " 0,75 мм

Опыты проводились с цирконием; вода комнатной температуры.

к среднему размеру частиц 480 мкм и меньше, тогда как начальные температуры меньше 2600°C дают средние диаметры частиц более 680 мкм. Это хорошо иллюстрируется фиг. 6. В опытах с очень высокой энергией твердый осадок образовывался в виде однородного

порошка. Вероятно, окись ZrO_2 , образующаяся на ранней стадии процесса, стабилизирует большие частицы жидкого металла. Однако ZrO_2 плавится при $2700^\circ C$, так что частицы, имеющие более высокие начальные температуры, оказываются нестабильными уже на ранней стадии разрушения проволочки. Это может привести к дальнейшему дроблению частиц.

Саутеровский средний диаметр, примененный для корреляции результатов, крупными частицами определяется в большей степени, чем мелкими. Одна большая частица в остатке опыта может привести к значительному возрастанию среднего диаметра.

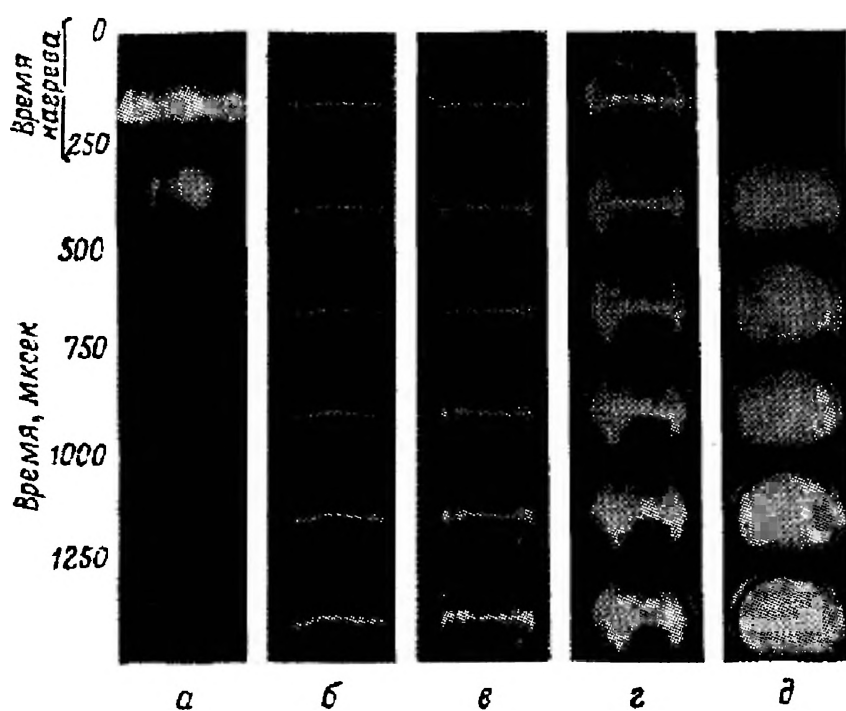
Высокоскоростная киносъемка

Типичные последовательные кадры в случае циркониевой проволочки показаны на фиг 8, б — д. Скорость съемки составляла примерно 4000 кадров/сек, так что нагрев (0,3 мсек) происходил за время одного или двух кадров. Первый кадр в каждой последовательности свидетельствует о наличии равномерного нагрева по всей длине проволочки. Фотографии опытов с платиной и ураном также указывают на однородность нагрева.

Кадры, полученные в опыте с алюминиевой проволочкой диаметром 0,75 мм, свидетельствуют о неоднородности нагрева (фиг. 8, а). Некоторые части образца преждевременно расплавились и испарились, образуя дуги, тогда как основная масса металла осталась относительно холодной. В некоторых случаях при энергиях, достаточных для того, чтобы довести металл до точки кипения ($2060^\circ C$), в твердом осадке все же обнаруживались неразрушенные куски первоначальной проволочки. Чрезвычайно малая продолжительность световой вспышки в случае алюминия соответствует продолжительности нагрева током. Отсутствие свечения металла в последующих кадрах показывает, что свечение имело место исключительно вследствие образования дуг. В случае циркония свечение может иметь длительность до 1,1 сек.

Образование паров и водорода быстро смазывает картину, так как проволочка находится под водой. Поэтому процесс разрушения проволочки и образования

частиц виден не очень отчетливо. Некоторое количество опытов было выполнено с газовым аргонным наполнением. Полученные результаты представлены на фиг. 9. Эти кадры охватывают период времени 4 мсек. Видно, что, хотя нагрев осуществляется за доли миллисекунды, требуется несколько микросекунд для образования частиц из расплавленного металла при температурах, несколько превышающих точку плавления. В опытах с высокой температурой проволоочки разрушаются очень быстро.

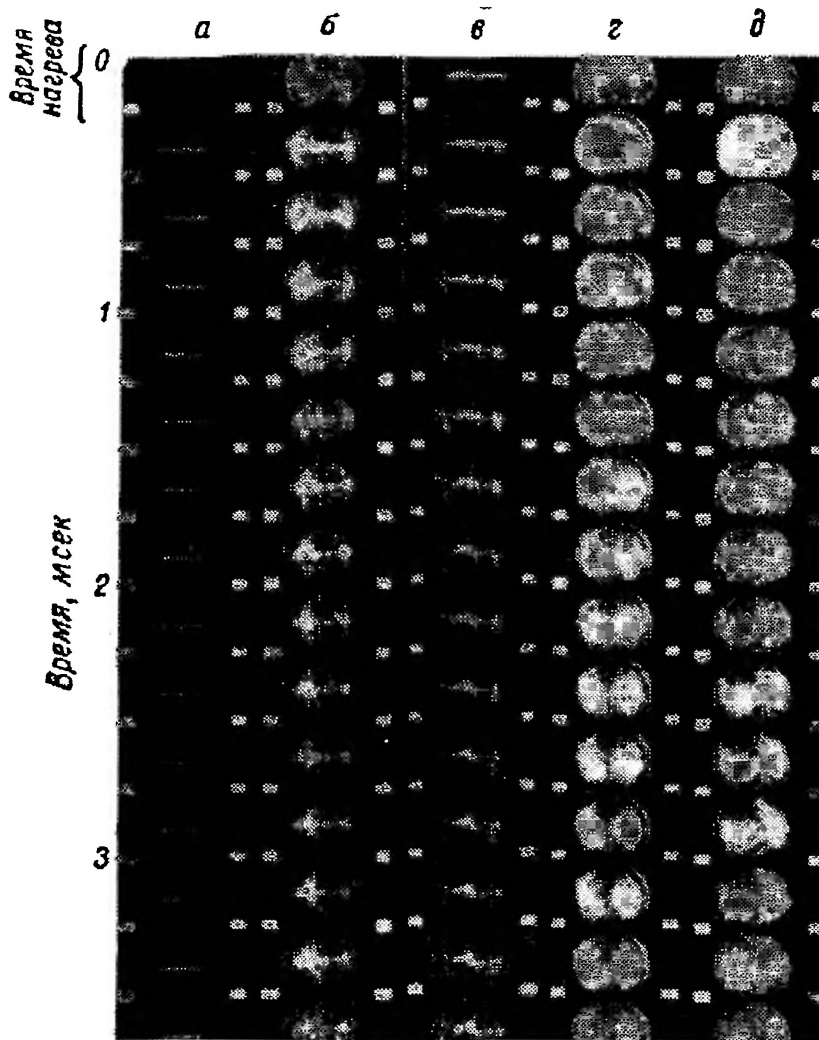


Фиг. 8. Кадры киносъемки (4000 кадров/сек) разряда конденсаторов на образец диаметром 0,75 мм.

а — алюминий, 850 кал/г; *б* — цирконий, 1840° С, 10% в расплаве; *в* — цирконий, 1840° С, 100% в расплаве; *г* — цирконий, 2350° С, жидкость; *д* — цирконий, 3100° С, жидкость (взрывной характер роста давления).

Кадры фиг. 9, в иллюстрируют очень интересное явление, описанное Кварцхавой с сотрудниками [7]. После расплавления металл собирается в шарики на равных интервалах вдоль оси проволоочки. Описанная регулярная структура возникает, по-видимому, вследствие действия механических сил расширения и поверхностных сил. Тенденция проволоочки диаметром 1,5 мм

к образованию примерно десяти больших сферических частиц хорошо видна на фиг. 6, в, г. Проволочки, нагреваемые под водой, испытывают одновременное стабилизирующее влияние образования окиси и охлаждения.



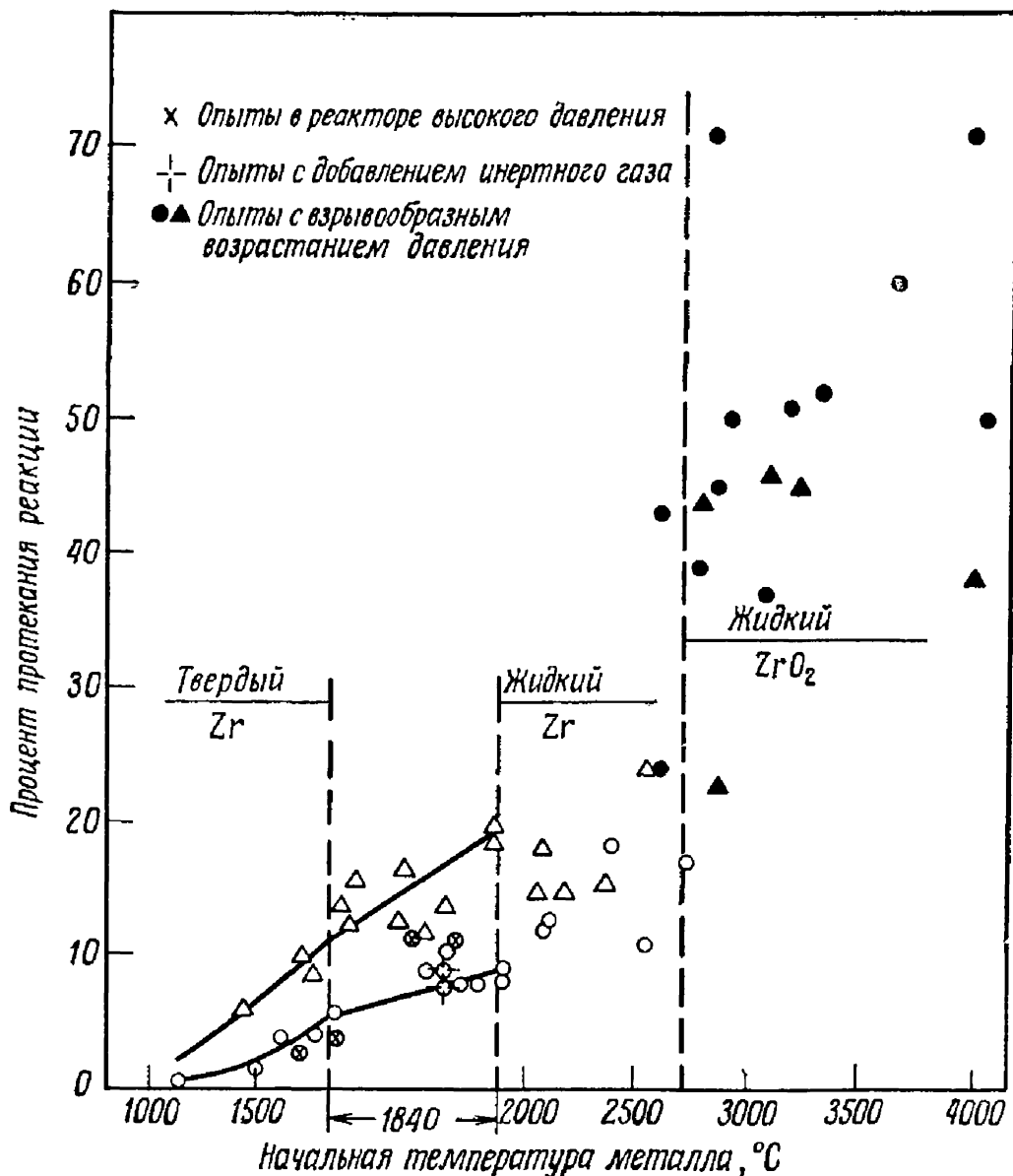
Фиг. 9. Высокоскоростная съемка (4000 кадров/сек) опытов с циркониевой проволочкой диаметром 1,5 мм в атмосфере аргона.

Расчетные начальные температуры: *a* — 1700° С, твердое состояние; *б* — 1840° С, 70% жидкости; *в* — 1840° С, 80% жидкости; *г* — 2700° С, жидкость; *д* — 2900° С, жидкость.

При проведении опытов в вакууме (давление 0,1—1 мкм) имело место образование дуги, шунтирующей проволочку. Поэтому энергетические расчеты в этом случае не могли быть проверены по факту появления расплава.

Предварительные результаты исследования реакции цирконий—вода

Полные результаты и подробный анализ исследования реакции цирконий—вода будут опубликованы отдельно. На фиг. 10 показаны результаты экспериментов с цирконием в воде комнатной температуры. Подробный анализ результатов показывает, что очевидная



Фиг. 10. Результаты опытов с циркониевыми проволочками; вода при комнатной температуре.

○ опыты с проволочками ϕ 1,5 мм
 △ " " " " 0,75 мм

зависимость степени завершенности реакции от температуры связана со значительным уменьшением размеров частиц при возрастании энергии. Измерения переменного давления показали, что реакция проходит со скоростью взрыва (завершается за несколько миллисекунд) для частиц диаметром меньше 500 мкм. Оказалось, что такие частицы очень быстро внедряются в воду выделяющимся водородом. В случае отсутствия взрыва для завершения реакции требуется несколько миллисекунд.

Были выполнены также опыты с нагретой водой в реакционном сосуде высокого давления. Температура воды изменялась от 90 до 315°С (давление паров воды 0,7—105 атм). В горячей воде реакция протекала с гораздо большей интенсивностью. Это можно объяснить тем, что диффузия водяных паров в водороде, окружающем горячие металлические частицы, является весьма важным фактором, определяющим скорость реакции.

Заключение

Данное исследование показало, что проволочки длиной 25 мм из циркония (диаметр 1,5 мм), урана (0,75 мм) и платины (0,75 мм), будучи погруженными в воду, могут быть однородно нагреты до температуры точки кипения. Номинальное время нагрева 300 мксек было выбрано для того, чтобы избежать дополнительных магнитных явлений и скин-эффекта. Разработаны методы измерения энергии, сообщенной проволочке, и расчета ее температуры с точностью до 100°С.

Для получения полной картины развития реакции металл — вода использовалась дополнительная аппаратура — датчики давления и высокоскоростные камеры. Развитая методика может быть применена также для изучения реакций металла с другими сравнительно мало проводящими жидкостями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chase W. G., Moore H. K. (eds.), *Exploding Wires*, Plenum Press, N. Y., 1959, p. 7; см. русский перевод: сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963.

2. Ruebsamen W. G., Shon F. J., Chrisney J. B., Chemical Reaction between Water and Rapidly Heated Metals, NAA-SR-197, October 1952.
3. Baker L., Jr., Warchal R. L., Vogel R. C., Kilpatrick M., Studies of Metal-Water Reactions at High Temperatures, ANL-6257, May 1961.
4. Cullington E. H., Chace W. G., Morgan R. L., *Electronics*, **31**, 86 (1958).
5. Park J. H., *J. Res. Natl. Bur. Stand.*, **39**, 191 (1947).
6. Glassner A., The Thermochemical Properties of the Oxides, Fluorides and Chlorides to 2500° K, ANL-5750.
7. Кварцхава И. Ф., Плюто А. А., Чернов А. А., Бондаренко В. В., *ЖЭТФ*, **3**, 40—51 (1956).

ДАВЛЕНИЯ, СОЗДАВАЕМЫЕ ПРИ ПОДВОДНОМ ВЗРЫВЕ ПРОВОЛОЧЕК

Дж. Керсаваз

В связи с тем что подводные электрические взрывы находят все более широкое применение в таких областях, как формовка металлических листов и гидролокация, исследование поля давлений, создаваемых такими разрядами, приобретает все больший интерес. В данной работе описываются результаты экспериментальных взрывов тонкой проволоочки длиной 75 мм, погруженной в воду; возникающие при взрыве давления регистрировались с помощью градуированных гидрофонов и осциллографов. Обсуждается ход давления во время первоначального импульса и последующих импульсов, происходящих от пузырей. Приводятся также данные о влиянии на форму и величину начального импульса давления таких параметров разрядного контура, как напряжение, полная емкость и индуктивность. Начальные напряжения на конденсаторе доводились до 20 кв, и полная энергия, запасаемая в батарее, доходила до $3 \cdot 10^5$ дж.

Введение

За последние несколько лет проводили ряд работ по общему изучению и промышленному приложению электрогидравлического эффекта (т. е. прямого преобразования электрической энергии в механическую путем создания взрывных электрических разрядов в жидкостях). В данной работе приводятся результаты измерения давлений, возникающих при электрогидравлических разрядах в воде. Автор полагает, что данный отчет о результатах исследования поможет читателю лучше понять общие возможности электрогидравлического эффекта и что приводимая здесь информация может представить некоторую ценность при дальнейших разработках специализированного оборудования.

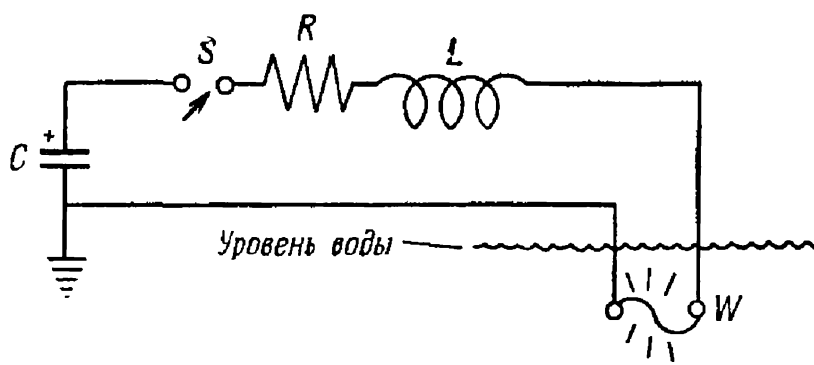
Для управления разрядом применялся простой воздушный разрядник, поскольку прежние исследования показали его надежность и экономическую целесообразность в случаях работы с большими мощностями.

Батарея разряжалась на проволочку диаметром 0,25 мм и длиной 75 мм из хромеля А, погруженную в

чистую воду. Фактически проволочка служила лишь для обеспечения одинаковой длины разряда в каждом из опытов. Длина 75 мм была выбрана потому, что при обычном рабочем напряжении 20 кВ водяной промежуток 75 мм может быть легко пробит при использовании электродов. По-видимому, кроме стабилизации длины разряда, проволочка не влияет существенно на разряд, и полученные для более высоких напряжений данные справедливы также для разряда той же длины в воде и без иницирующей проволочки.

Эксперимент и результаты

На фиг. 1 представлена электрическая схема, а на фиг. 2 показана компоновка разрядного контура и регистрирующей аппаратуры. Эксперимент заключался в



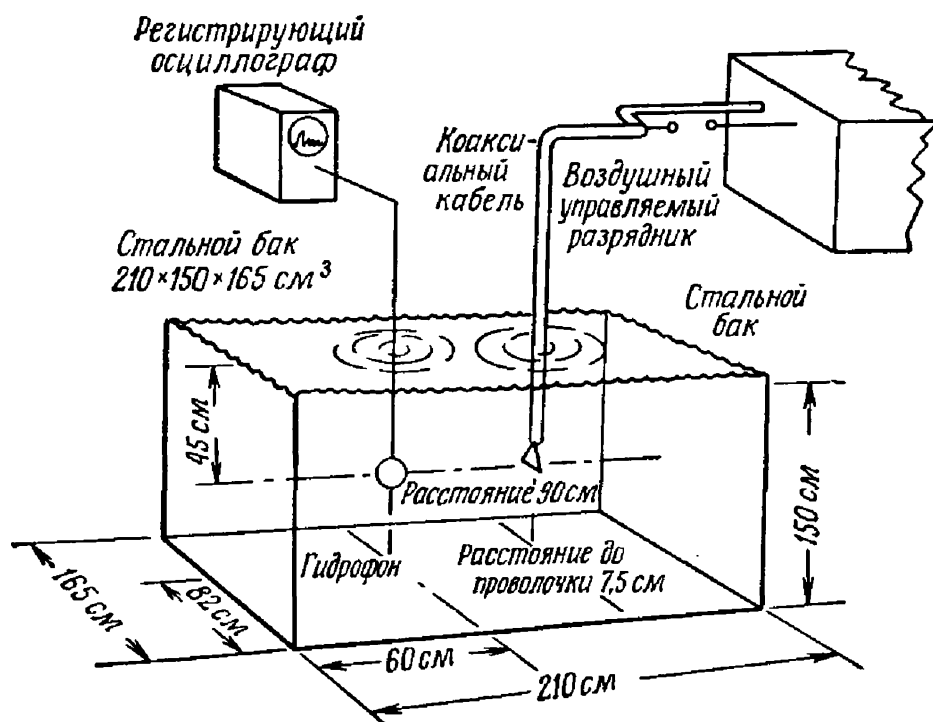
Фиг. 1. Схема разрядного контура.

W — проволочка, погруженная в воду; *S* — воздушный управляемый разрядник; *R* — сопротивление контура; *L* — индуктивность контура; *C* — емкость батарей.

разряде при различных начальных условиях батарей конденсаторов через воздушный разрядник и 5,5 м коаксиального кабеля RG 221 на проволочку из хромеля А диаметром 0,25 мм и длиной 75 мм. Проволочка была погружена на глубину ~75 см в чистую водопроводную воду. Давление на расстоянии 90 см от середины проволочки записывалось при помощи градуированного пьезоэлектрического датчика и осциллографа типа Тектроникс 531,

Общее описание конденсаторной батареи

В процессе работы были применены конденсаторы двух типов. В таблице приведены номинальные и измеренные характеристики этих конденсаторов.



Ф и г. 2. Общее расположение экспериментальной аппаратуры.

Все конденсаторы соединялись параллельно, однотипные конденсаторы монтировались в группы по 20 штук.

	Конденсаторы типа G		Конденсаторы типа W	
	номинальное значение	измеренное значение	номинальное значение	измеренное значение
Емкость, мкф .	7,5	7,49	7,3	7,48
Максимальное напряжение, в	20 000		20 000	
Внутреннее сопротивление, ом	200 000	4 000 000	600 000	4 000 000
Индуктивность, мкгн	0,1	0,065	0,3	0,25

Гидрофон

Гидрофон, применявшийся во всех опытах, представляет собой пьезоэлектрический датчик. Номинальные параметры гидрофона следующие:

Чувствительность, <i>в/ати</i>	0,014
Частотный диапазон, <i>гц</i>	10—100 000
Емкость, <i>мкф</i>	0,01
Максимальное статическое давление, <i>ати</i> . . .	70
Характер направленности	Ненаправленный
Длина чувствительного элемента, <i>мм</i>	25
Длина кабеля, <i>м</i>	15 (кабель с низким уровнем собственных шумов)

Гидрофон был проградуирован заводом-изготовителем по стандартам флота. Эта градуировка оказалась в хорошем соответствии с параметрами других гидрофонов, применявшихся в процессе работы.

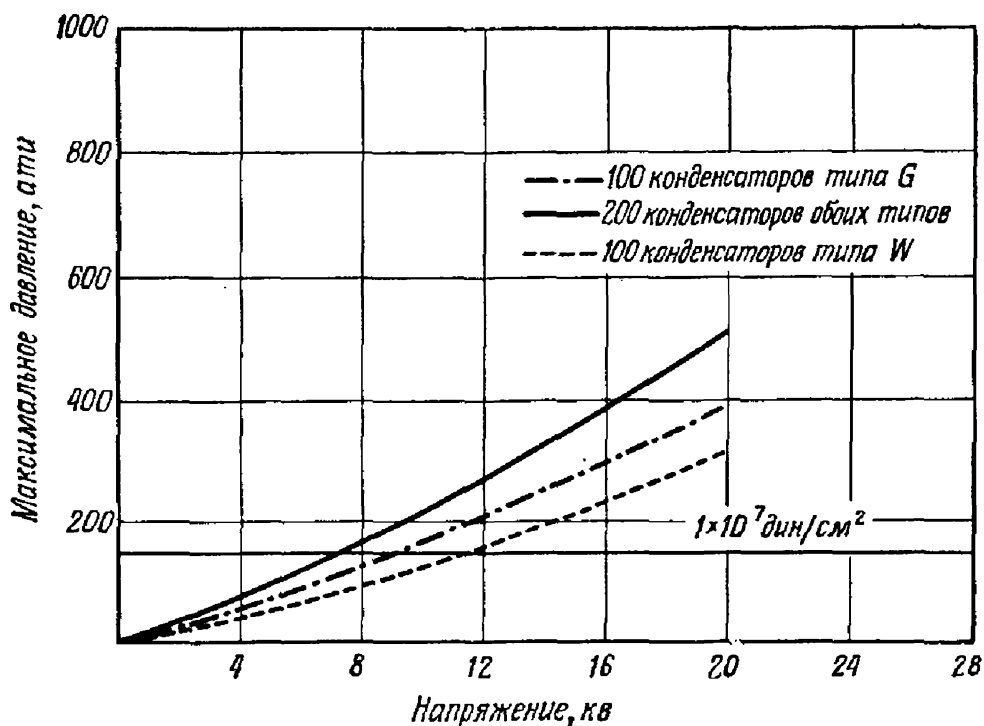
Проведение экспериментов

Эксперимент № 1. Батарея составлена из 200 параллельно включенных конденсаторов (100—типа G и 100—типа W). Начальное напряжение постепенно повышалось до максимального значения 20 кв. Импульс давления, производимый первоначальной ударной волной, регистрировался с помощью осциллографа и датчика, установленного на расстоянии 90 см. Затем в батарею параллельно соединялись 100 конденсаторов типа G и опыты повторялись при различных значениях начального напряжения; при этом измерялись давления.

Опыты были повторены с использованием 100 параллельно включенных конденсаторов типа W. Максимальное давление, развиваемое в первичной ударной волне, было заатабулировано как функция начального напряжения на конденсаторах для каждой из трех групп опытов. На фиг. 3 эти результаты представлены графически.

На фиг. 4 приведена осциллограмма первичного импульса давления, записанная на расстоянии 90 см от проволочки, взрывааемой разрядами 200 конденсаторов,

заряженных до напряжения 15 кВ ($C = 7,5 \cdot 200 = 1500$ мкф; начальная запасенная энергия равна 169 000 дж). На фиг. 5 приведена осциллограмма первичного импульса давления, записанного на расстоянии



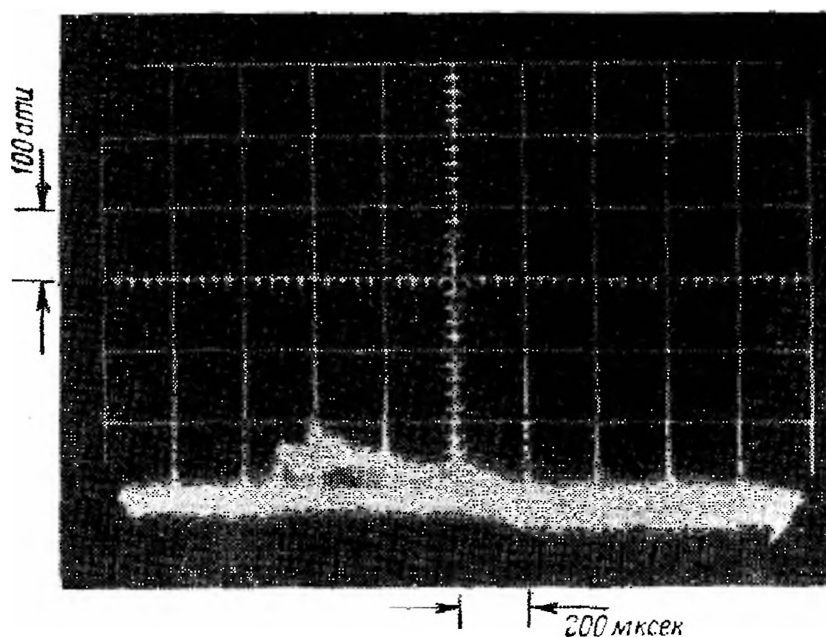
Фиг. 3. Максимальные давления на расстоянии 90 см в зависимости от напряжения на конденсаторах.

90 см при разряде тех же 200 конденсаторов, заряжаемых до 5 кВ ($C = 1500$ мкф; начальная запасенная энергия равна 18 800 дж).

Эксперимент № 2. Двадцать параллельно соединенных конденсаторов типа G заряжались до напряжения 20 кВ и разряжались на погруженную проволочку. Первичный импульс давления, развиваемый на расстоянии 90 см, записывался с помощью градуированного датчика и осциллографа. Число параллельно соединенных конденсаторов затем увеличивалось группами по 20 штук до тех пор, пока все 100 конденсаторов не оказывались включенными в разрядный контур. Первичный импульс давления записывался в каждом из этих опытов. Измерения были повторены затем с конденсаторами типа W. Максимальное давление, развиваемое в пер-

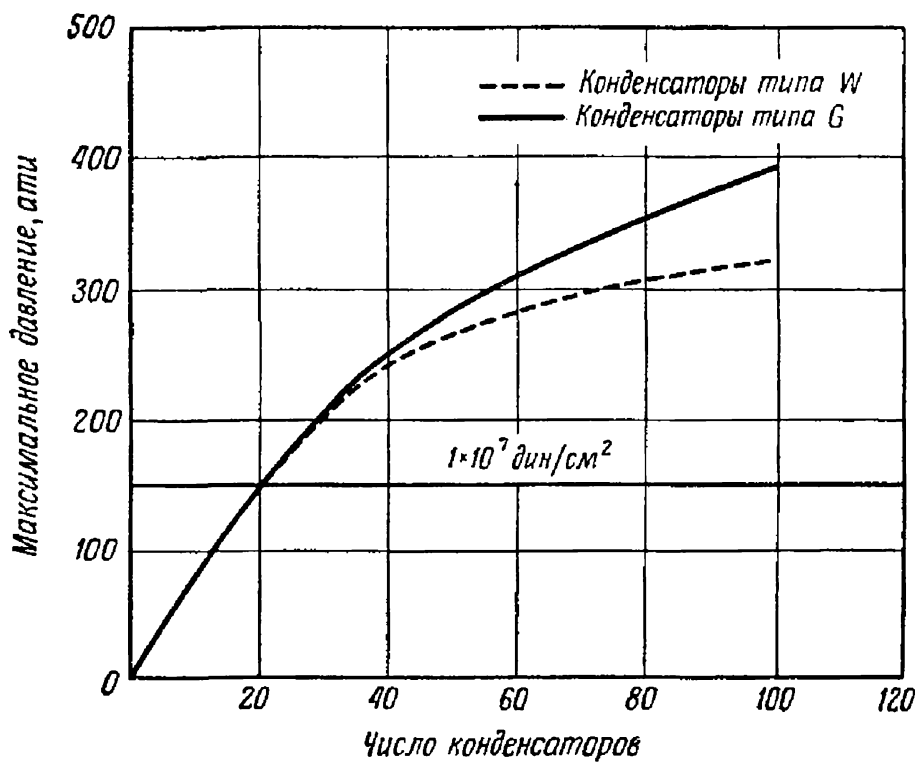
Фиг. 4. Осциллограмма начального импульса давления, производимого разрядом на погруженную проволочку 200 конденсаторов при напряжении 15 кв.

Начальная запасенная энергия 169 000 дж, расстояние от разряда 90 см.

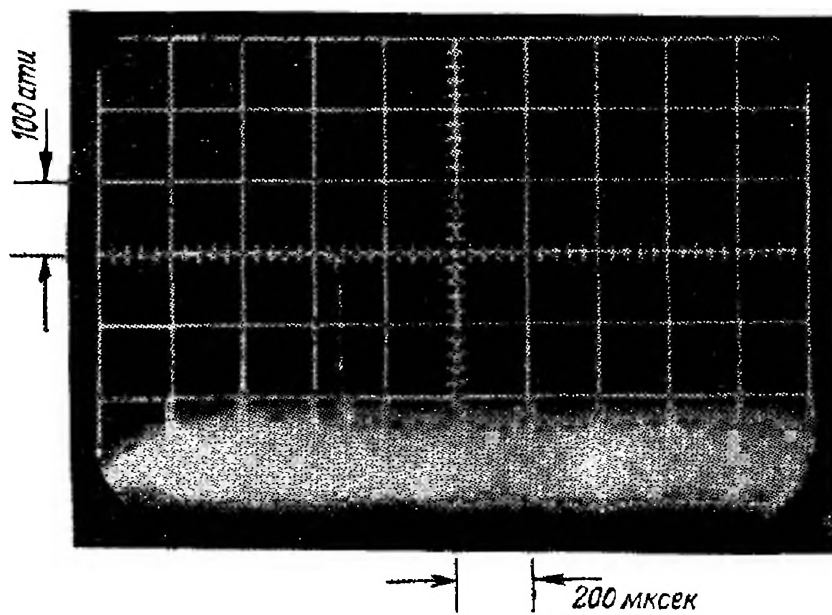


Фиг. 5. Осциллограмма начального импульса давления, производимого разрядом на погруженную проволочку 200 конденсаторов при 5 кв.

Начальная запасенная энергия 18 800 дж, расстояние от разряда 90 см.



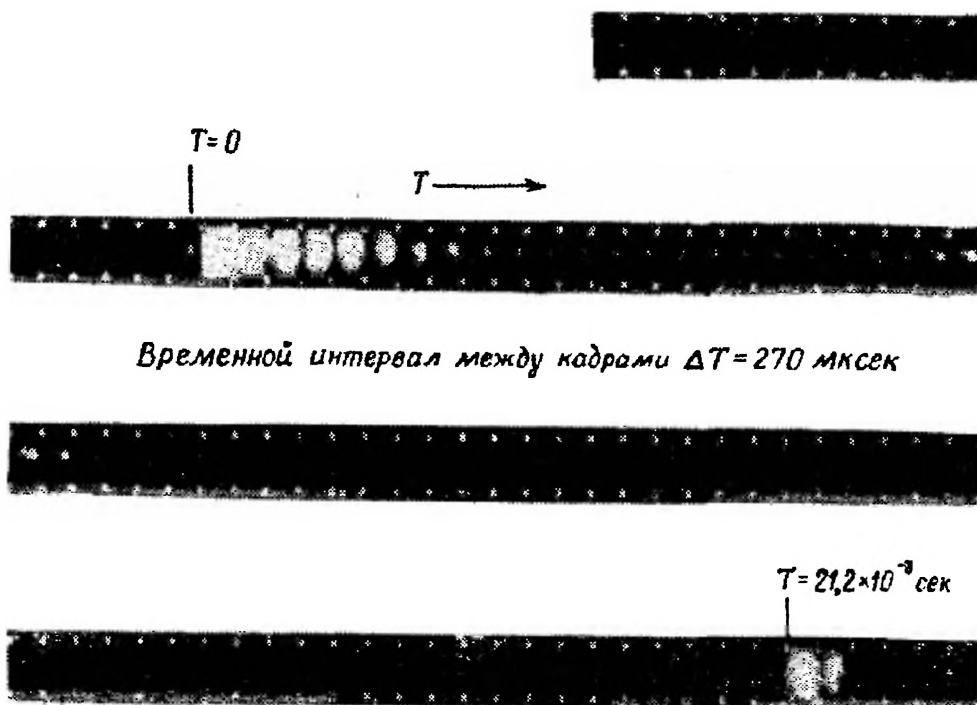
Фиг. 6. Максимальные давления на расстоянии 90 см в зависимости от числа конденсаторов, заряжаемых до напряжения 20 кв.



Фиг. 7. Осциллограмма начального импульса давления, производимого разрядом на погруженную проволочку 6 конденсаторов типа W, соединенных последовательно при 90 кв.

Начальная запасаемая энергия 5060 дж, расстояние от разряда 90 см.

вичном импульсе, затабулировано в функции числа параллельно включенных конденсаторов типа W или G и представлено на фиг. 6 в виде графиков.



Ф и г. 8. Фотографии плазмы, производимой при разряде на погруженную проволочку 200 конденсаторов типа G и W при 20 кв. Начальная запасаемая энергия 300 000 дж.

Эксперимент № 3. Для выяснения влияния высоких напряжений на первичный импульс давления была построена схема удвоения напряжения. Каждый из шести конденсаторов типа W заряжался до 15 кв. При разряде на погруженную проволочку специальная схема включала конденсаторы последовательно (начальное напряжение 90 кв, начальная запасенная энергия 5060 дж).

На фиг. 7 приведена осциллограмма первичного импульса давления с таким разрядом, записанная на расстоянии 90 см.

Сведения общего характера

При исследовании подводных разрядов производилась фотографическая регистрация процесса кинесъемочной камерой Фастакс. На фиг. 8 показан рост плазмы

менного облака при разряде на погруженную проволочку 200 конденсаторов обоих типов, заряженных до 20 кВ ($C = 1500$ мкф; начальная запасенная энергия 300 000 Дж).

Временной ход тока в процессе отдельных разрядов оценивался по записи напряжения, наведенного в специальном индукционном датчике. При разряде на погруженную проволочку 200 конденсаторов (при напряжении 20 кВ) максимальный ток, составлявший примерно $160 \cdot 10^3$ а, достигался через 125 мксек после начала явления. Кривая ток — время очень напоминала случай критического демпфирования, и разряд в основном завершался через 220 мксек после инициации.

Обсуждение результатов

Сведения, получаемые из временного хода давления в первичном импульсе, имеют физический смысл лишь на протяжении 400 мксек. После этого картина искажается благодаря приходу отраженной от поверхности волны разряда и отраженной от стенок бака волны сжатия. Эти соображения хорошо подтверждаются, если произвести простое геометрическое построение с использованием размеров бака и скорости распространения звукового импульса в воде. Сигнал прихода отраженных волн отчетливо виден на осциллограммах фиг. 4, 5 и 7 на расстоянии около 900 мксек от начала развертки и спустя 400 мксек после переднего фронта основного сигнала. Развертки осциллографов запускались одновременно с началом разряда конденсаторов. Отражения от стенок и свободной поверхности весьма затрудняли исследование картины явления с помощью гидрофона. Из фотографий расширения плазмы высокой энергии и записи показаний гидрофона при очень малых мощностях разряда было найдено, что временной ход давления, по-видимому, включает первичный импульс и последующие импульсы, производимые при детонации под водой химических ВВ. Опыты с малыми мощностями показывают, что первый импульс, связанный с образованием пузыря, может иметь почти такую же амплитуду, как и первичный импульс давления, однако

последующие обусловленные пузырями импульсы имеют малую амплитуду. В момент первого такого импульса из газового пузыря исходит яркая вспышка света (см. фиг. 8, $T = 21,2 \cdot 10^{-3}$ сек для случая батареи из 200 конденсаторов, заряжаемых до напряжения 20 кВ). По-видимому, это излучение происходит при рекомбинации газообразных водорода и кислорода, образовавшихся при первоначальном разряде.

Наблюдения свидетельствуют о почти сферической форме расширяющегося плазменного пузыря при мощных разрядах, так что при теоретическом рассмотрении волну сжатия можно считать сферической.

Из рассмотрения временного хода разрядного тока для случая батареи из 200 конденсаторов и напряжения 20 кВ может быть сделан вывод, что имеет место критическое демпфирование; в этом случае полная индуктивность и сопротивление могут быть рассчитаны по классической теории цепей. Полная емкость составляла $1500 \cdot 10^{-6}$ ф, время возрастания тока до максимального значения равнялось $125 \cdot 10^{-6}$ сек; следовательно, полная индуктивность составляла $10,2 \cdot 10^{-6}$ гн, а полное сопротивление — 0,164 ом. При использовании конденсаторов типа W первичный импульс давления имел гораздо меньшую максимальную амплитуду, чем в случае конденсаторов типа G. Можно думать, что этот факт является следствием того, что конденсаторы типа W и их выводы имеют более высокую индуктивность, чем система с конденсаторами типа G.

Анализ осциллограмм записи первичного импульса давления при различных условиях позволяет сделать вывод, что с помощью электрогидравлических разрядов можно менять форму импульса давления в весьма широких пределах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Юткин Л. А., Электрогидравлический эффект, Ленинград, 1955.
2. Cole R. H., Underwater Explosions, Princeton University Press, 1948.
3. Martin E. A., The Underwater Spark: An Example of Gaseous Conduction at about 10 000 Atmospheres, University of Michigan, Ann Arbor, 1956.

СВЕРХЗВУКОВОЙ УСКОРИТЕЛЬ

В. Шеррер

Введение

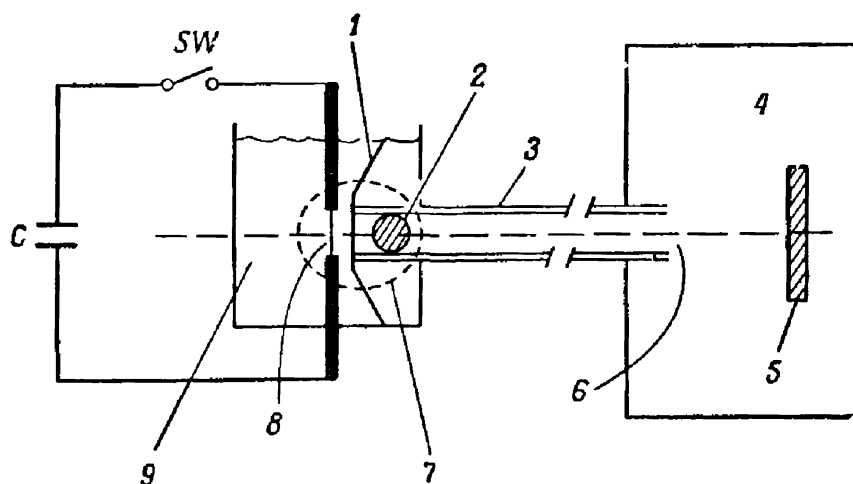
В данной работе описывается метод ускорения твердых частиц до сверхзвуковых скоростей при помощи взрывающейся проволоочки. Сверхзвуковой ускоритель разработан на основе идей и сведений, взятых из выполненных в 1957 г. в Научно-исследовательской лаборатории военно-морских сил исследований взрывающихся проволоочек [1], а также из работы, проведенной позже фирмой «Техникл оперейшн». Ниже кратко описываются эти первоначальные эксперименты и рассматриваются более новые результаты.

Цель предварительных экспериментов в Научно-исследовательской лаборатории военно-морских сил заключалась в получении возможно более высоких температур в процессе взрыва проволоочки путем подведения к ней большой электрической мощности. В процессе этих исследований взрывающаяся проволоочка помещалась в воду или твердый материал. При «выгорании» тонкой майларовой диафрагмы горячие газы получали возможность вытекать в маленькую эвакуированную трубку. Оказалось, что горячие частицы проволоочки перемещались вдоль тонких трубок с очень высокими скоростями. Было замечено также, что при соударениях горячих частичек материала проволоочки о твердые поверхности передавалась значительная энергия.

Описание эксперимента

Два года назад фирма «Техникл оперейшн» начала разрабатывать сверхзвуковую пушку для разгона твердых частиц до конечных скоростей около 30 км/сек. Применяемая в этих экспериментах сверхзвуковая пушка в принципе состояла из электрически взрывающейся проволоочки или фольги в качестве «взрывного заряда», некоторой массы воды, играющей роль «казенной

части», и стеклянной капиллярной трубочки вместо «ствола». Все основные части этого устройства, так же как и «снаряд», дешевые и могут быть легко заменены. Кроме того, данная система имеет то дополнительное преимущество, что с ней могут быть достигнуты очень высокие температуры благодаря эффективной передаче энергии от малоиндуктивной системы к металлической проводящей проволочке (или фольге) при малой величине излучающих поверхностей.



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки
($C = 0,25$ мкф, 3500 дж).

1— майларовая диафрагма; 2— снаряд; 3— ускорительная трубка; 4— вакуумная камера; 5— мишень; 6— положение щели камеры фоторазвертки; 7— взрывающаяся проволочка, майларовая диафрагма и снаряд первоначально находятся в соприкосновении; 8— взрывающаяся проволочка; 9— водяной бак.

Схема экспериментального устройства показана на фиг. 1. Тонкая проволочка (или фольга) располагается поперек у торца пластмассовой капиллярной трубки и взрывается при разряде на нее емкости C . Конденсатор, применявшийся при этих исследованиях, запасал 3500 дж при напряжении 120 кв.

Пространство, где происходит электрический взрыв, отделено от ускорительной трубки и вакуумной камеры майларовой диафрагмой, которая не разрушается в течение времени, примерно равного длительности электрического разряда. Толщина майларовых диафрагм варьировалась при подборе оптимальных эксперимен-

тальных условий. В общем случае толщина диафрагм в данных экспериментах была довольно большой (около 0,25 мм), так что она обычно вырывалась раньше, чем сгорала, и играла роль своеобразного поршня, препятствующего утечке толкающих газов между «снарядом» и стенками трубки. В некоторых случаях роль «снаряда» выполнял один только майларовый диск без какого-либо дополнительного материала в канале. Именно с майларовым диском в качестве снаряда были выполнены наиболее интересные эксперименты.

При использовании тонких майларовых диафрагм толщиной 0,005—0,025 мм и без снаряда в канале взрыв «удерживается» до полного выгорания диафрагмы, после чего взрывные газы прорываются в трубку и образуют поток со скоростью до 30 км/сек. Бумажная чашка, наполненная водой, имеет достаточную массу для локализации взрыва в области расположения проволоки до тех пор, пока снаряд не покинет канал. Вода особенно хорошо отвечает требованиям в данном случае, так как она является идеальным изолятором в течение нескольких микросекунд. Ускорительная трубка монтировалась на большой стеклянной вакуумной камере, в которой помещалась мишень. Для измерения скорости движения снаряда по трубке и далее к мишени использовалась фоторазвертка. Ориентация щели фоторегистра по отношению к изображению канала показана на фиг. 1.

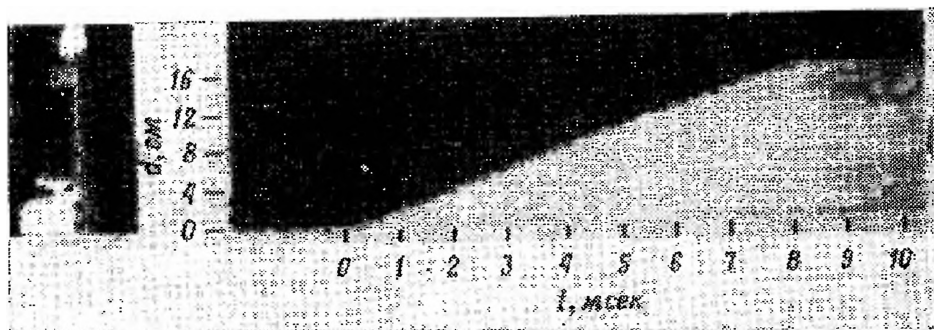
Для высокоскоростной фоторегистрации развертки применялась камера фирмы «Бекман и Уитли», модель 339-В. Запись производится на 35-миллиметровую пленку. Пленка неподвижна, и развертка осуществляется перемещением по пленке изображения щели фоторегистра с помощью вращающегося зеркала, приводимого в движение турбиной. Изображение явления отображается на щели с помощью объектива. В камере применены высококачественные зеркала. Изображение, образуемое на поверхности пленки, отличается высоким разрешением. Рабочая полость камеры эвакуировалась.

Внутренняя оптическая система камеры имеет увеличение около 0,5. В основном применялась щель шириной 0,075 мм, так что на пленке этот размер составлял

0,037 мм. С такой щелью и максимальной скоростью развертки 9,1 мм/мксек достигалось временное разрешение $5 \cdot 10^{-9}$ сек. Конденсаторная система в данном эксперименте запасала энергию 3500 дж при напряжении 170 кв. Частота разряда была около 250 гц.

Экспериментальные результаты

На фиг. 2 показана картина развертки движения ускоряющих газов вдоль ускорительной трубки (снаряд и мишень в этом эксперименте отсутствовали). Приведена обычная фотография ускорительной трубки с наложенным на нее изображением щели. На картине развертки можно различить время локализованного взрыва,

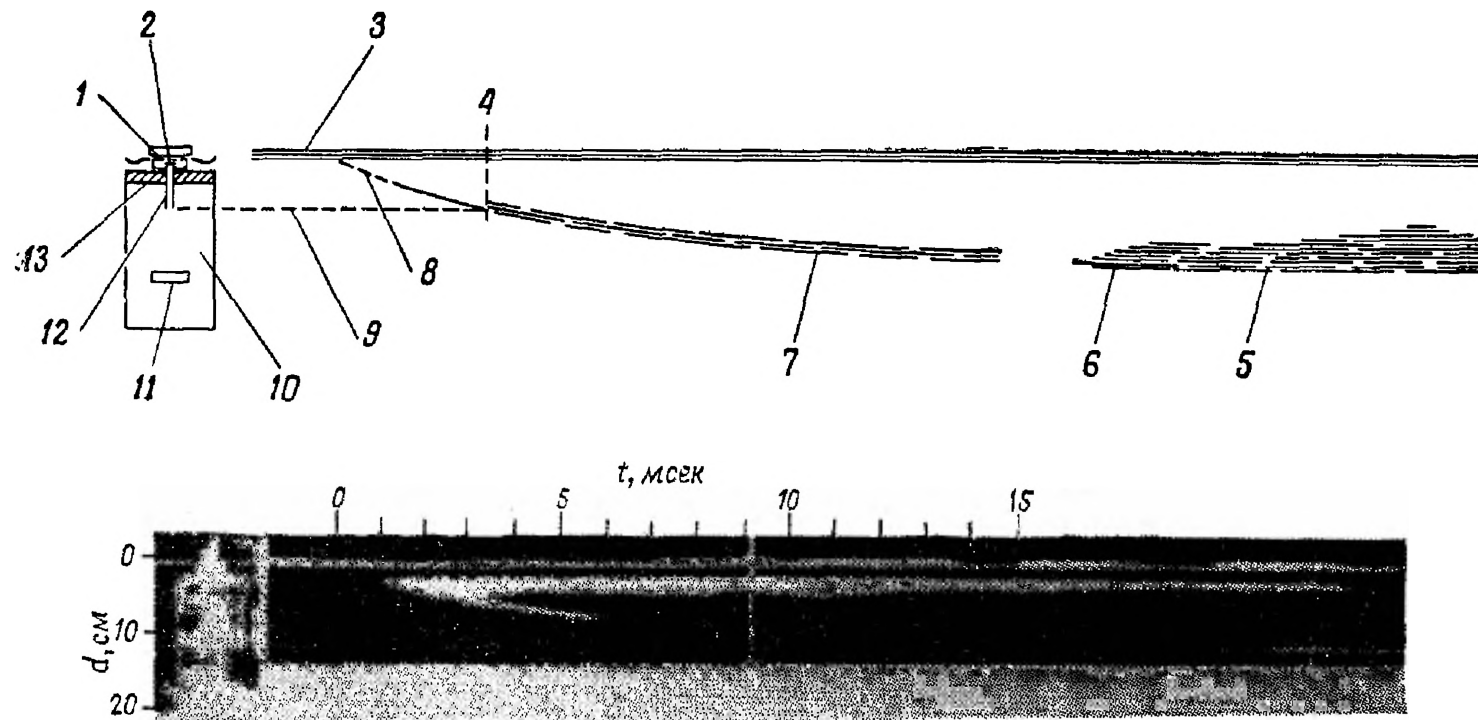


Фиг. 2. Картина развертки, показывающая процесс ускорения взрывных газов в ускорительной трубке при отсутствии снаряда в канале.

за которым следует движение взрывных газов вдоль трубки. По оценкам начальная скорость взрывных газов составляла в этом случае 18 км/сек.

На фиг. 3 показана развертка явления при ускорении в качестве снаряда майларового диска весом 11,1 мг с последующим ударом снаряда о мишень. Для лучшего понимания картины развертки здесь представлена также схема, на которой отражены основные черты явления. Как и ранее, приведена также обычная фотография без развертки, на которой видно расположение щели камеры фоторазвертки.

На развертке можно проследить начальный локализованный взрыв, разгон снаряда и соударение с ми-



Ф и г. 3. Картина развертки, показывающая процесс ускорения и удара о мишень снаряда весом 11,1 мг.

1—взрывающаяся фольга; 2—майларовый снаряд; 3—локализованный взрыв проволоки; 4—взрывная плазма быстро рассеивается; 5—вспышка от удара; 6—удар снаряда; 7—возможный след горячего снаряда; 8—бронзовая плата, закрывающая излучение; 9—конец пластмассовой ускорительной трубки; 10—вакуумная камера; 11—свинцовая мишень; 12—пластмассовая трубка; латунная пластина.

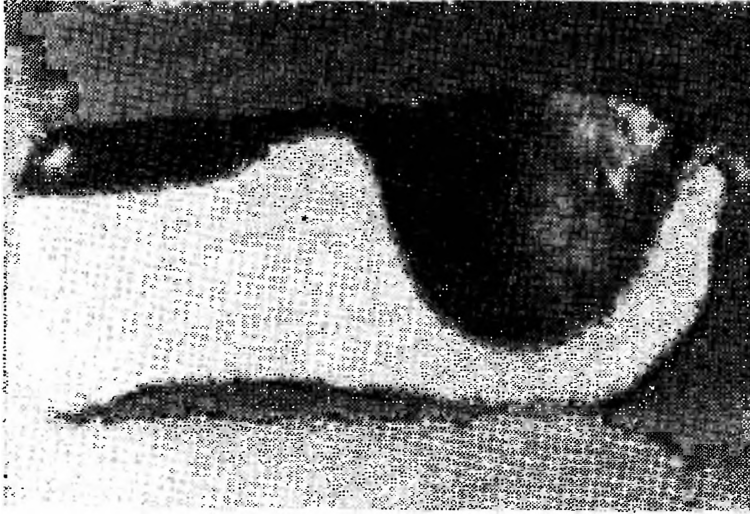
шенью. После пролета снаряда в вакуумную камеру толкающие газы рассеиваются. Тогда горячий снаряд становится видимым на фоторазвертке по его следу по направлению к мишени и при соударении. Интенсивная вспышка света и расходящаяся ударная волна, сопровождающие соударение, свидетельствуют о высокой энергии, сообщенной снаряду. На фиг. 4 представлена интегральная по времени фотография взрыва.



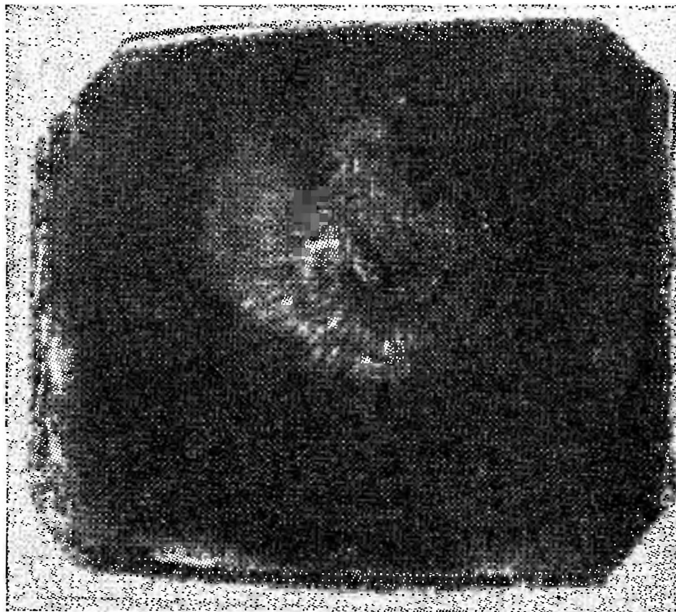
Фиг. 4. Интегральная во времени картина выстрела из сверхзвуковой «пушки».

На фиг. 5а, б показан вид мишени после соударения. На фиг. 5а представлена в разрезе свинцовая мишень после удара о нее снаряда весом 11,1 мг, имеющего скорость 16 км/сек. На срезе хорошо видна форма образовавшегося кратера. Никаких остатков снаряда в кратере не обнаруживается.

Фиг. 5б иллюстрирует результаты подобного же эксперимента, при котором, однако, в канале не было никакого снаряда. В этом случае в мишень ударяют лишь толкающие газы и мелкие остаточные частички. Поверхность мишени оказывается несколько «заполированной», однако значительных разрушений не происходит.



Ф и г. 5а. Свинцовая мишень, испытавшая удар
майларового снаряда весом 10 мг при скорости
16 км/сек.



Ф и г. 5б. Свинцовая мишень, испытавшая
лишь воздействие взрывных газов и мелких
частиц из сверхзвуковой пушки.

Сводка экспериментальных параметров приведена в таблице ¹⁾.

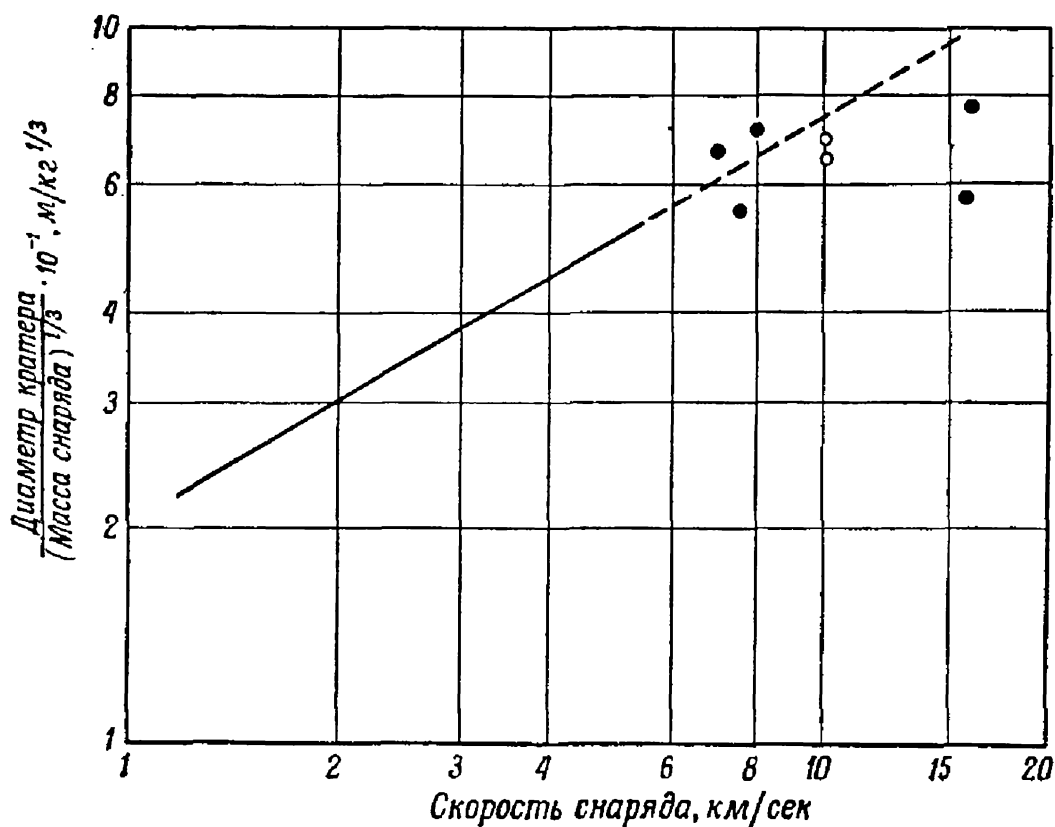
Экспериментальные условия

Масса снаряда, мг	Скорость снаряда, см/сек	Аккумулированная электрическая энергия, дж	Кинетическая энергия снаряда, дж	Эффективная кинетическая энергия / Электрическая энергия, %	Материал мишени
177	$1,2 \cdot 10^5$	2000	128	6,5	Без мишени
177	$1,2 \cdot 10^5$	2000	128	6,5	" "
177	$1,0 \cdot 10^5$	2000	90	4,5	" "
177	$1,4 \cdot 10^5$	3500	176	5	" "
44,3	$2,1 \cdot 10^5$	3500	100	4	" "
44,3	$3,0 \cdot 10^5$	3500	205	6	" "
11,1	$8,0 \cdot 10^5$	3500	360	10	Парафин
11,1	$7,5 \cdot 10^5$	3500	317	9,0	Свинец
11,1	$7,0 \cdot 10^5$	3500	262	7,5	"
4,4	$1,6 \cdot 10^6$	3500	565	16	"
4,4	$1,3 \cdot 10^6$	3500	372	11	"
2,2	$1,0 \cdot 10^6$	3500	110	4	"
2,2	$1,3 \cdot 10^6$	3500	186	5	"
1,1	$1,45 \cdot 10^6$	3500	115	3	—
0	$1,6 \cdot 10^6$	3500	Без снаряда		—
0	$3,1 \cdot 10^6$	3500	"	"	—
0	$1,8 \cdot 10^6$	3500	"	"	Свинец

Для каждого эксперимента приводятся масса снаряда, его скорость, энергия, расчетная кинетическая энергия, эффективность энергообмена между электрической аккумуляющей системой и снарядом, материал примененной мишени. Масса снаряда изменялась в пределах 0—177 мг. С уменьшением массы снаряда скорость возрастала от 1,2 до 30 км/сек, причем эффективность энергоотдачи оставалась примерно одной и той же (5—10%).

¹⁾ Предварительные результаты уже приводились в более ранней работе [2].

На фиг. 6 полученные данные о характере соударения снаряда с мишенью сопоставляются с данными других исследователей. Кривая и точки, приведенные на фиг. 6 (за исключением зачерненных), взяты из работы [3]. В зависимости от скорости снаряда отложен



Фиг. 6. Образование кратера на свинцовой мишени и сравнение результатов данной работы с результатами Геринга и Ричардса [3].

для свинцовой мишени «нормализованный диаметр кратера» (диаметр кратера, деленный на кубический корень из массы снаряда). Сплошная линия соответствует данным, полученным при малых мощностях. Пунктирная линия является прямолинейной экстраполяцией кривой. Вблизи экстраполированного участка показаны значения (обозначены кружочком) из работы Геринга [3]. Эти данные были получены в условиях, когда снаряд разрушался и для установления зависимости между массой снаряда и радиусом образованного

кратера применялся статистический метод. Зачерненными кружочками на фиг. 6 представлены результаты, полученные с майларовыми снарядами. Данные Геринга получены со стальными снарядами. Для сопоставления данных настоящей работы с кривой была введена поправка на диаметр кратера в зависимости от относительной эффективности снаряда. Для этого использовались данные Пальмера [4], который привел отношение объема кратера к энергии снаряда в функции плотности снаряда. Размеры кратеров, получаемых в данных экспериментах со сверхзвуковыми соударениями, согласуются с данными Геринга.

Механизм сверхзвукового ускорения

Результаты сверхзвуковых экспериментов, проведенных фирмой «Техникл оперейшн», показывают, что для случая частиц, соударяющихся с мишенью при скорости 15 км/сек, может быть предложен следующий механизм. Из величины электрической мощности, подводимой к проволочке [5], можно подсчитать, что температура толкающего газа составит около $1,5 \cdot 10^5$ К. Эта оценка была подтверждена [6] при анализе картин расширения, сходных с изображенной на фиг. 2. Высокотемпературный газ имеет достаточную плотность энергии для обеспечения первоначального ускорения и последующего дополнительного ускорения, связанного с расширением газа и выталкиванием снаряда из трубки. Дополнительное ускорение снаряда может возникать вследствие испарения тонкого слоя материала снаряда с поверхности, обращенной к горячему газу. Этот испаренный материал снаряда играет двоякую роль: обеспечивает добавочное ускорение снаряда и предохраняет его от дальнейшего испарения.

Для оценки этого «давления отдачи», возникающего при взрыве задней поверхности снаряда, требуются дополнительные данные, однако грубые оценки показывают, что ожидаемый эффект может быть весьма значительным.

Заключение

Локализованные взрывы проволочек являются весьма перспективным методом ускорения твердых частиц до очень высоких скоростей. Высокие энергии и температуры, которые могут быть получены при использовании мощных малоиндуктивных конденсаторов, позволяют достигать таких высоких скоростей частиц, как 30 км/сек. Главная проблема, возникающая при попытке передачи энергии от горячих взрывных газов частицам, заключается в том, чтобы сохранить эти частицы от преждевременного разрушения. По-видимому наилучший путь достижения наивысших сверхзвуковых скоростей заключается в разгоне снаряда высокотемпературными газами на сравнительно большом пути. При этом излучение, поглощаемое задней поверхностью снаряда, защищает и в то же время ускоряет его.

ЛИТЕРАТУРА

1. Scherrer V. E., Vitkovitsky I., Rouke R. O., Dobbie C., Faust W. R., неопубликованная работа Морской исследовательской лаборатории, Washington, D.C.
2. Scherrer V. E., Richards P. I., An Exploding Wire Hypervelocity Impact, APGC-TR-60-39, Eglin AFB, Florida, September 1960, vol. I, p. 2.
3. Gehring J. W., Richards L. G., Further Studies of Micro-Particle Cratering in a Variety of Target Materials, Fourth Symposium on Hypervelocity Impact, APGC-TR-60-39, Eglin AFB, Florida, September 1960, vol. III, p. 34.
4. Palmer E. P., Grow R. W., Johnson D. L., Turner G. H., Cratering Experiment and Theory, Fourth Symposium on Hypervelocity Impact, APGC-TR-60-39, Eglin AFB, Florida, September 1960, vol. I, p. 13.
5. Chase W. G., Moore H. K. (eds.), Exploding Wires, vol. 1, 1960, см. русский перевод, сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, 1963.
6. Fourth Hypervelocity Conference, Air Proving Ground Center, Eglin AFB, Florida, September 1960.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ МИКРОКИНОКАМЕРЫ

Л. Зернов, Ф. Райт, Г. Воффинден

При взрыве металлических пленок проявляется явление слоистости, о котором ранее уже сообщалось [1]. Исследования взрывающихся пленок алюминия на стеклянной подложке указывают, что эти слои (страты) всегда перпендикулярны кажущемуся направлению тока и становятся видимыми уже в ранних стадиях разряда как яркие поперечные области, в которых алюминий быстро испаряется.

В настоящее время с помощью кинокамеры, объединенной с микроскопом (микрокинокамеры) [2], выполнены более детальные исследования образования этих слоев. При 25-кратном увеличении и скорости съемки $1,2 \cdot 10^6$ кадров в 1 сек можно видеть необычную поляризованную структуру, образующуюся при прохождении тока в районе царапин, искусственно нанесенных на пленку. Эта структура, в основном, по-видимому, идентична структуре, образованной при отсутствии искусственных царапин. В настоящей работе описаны эти наблюдения и обсуждено влияние напряжения и толщины пленки на явление слоистости.

Введение

Ранее уже сообщалось [1] об исследованиях поведения электрически взрывааемых алюминиевых пленок, нанесенных на стеклянную подложку. В данной работе описаны оптические и электрические наблюдения взрывающихся пленок. Поскольку эти эксперименты являются исходными для настоящей работы, кратко опишем условия их проведения и полученные результаты:

1. Были исследованы металлические пленки, полученные путем напыления алюминия в вакууме на полированные стеклянные пластины (фиг. 1).

2. Толщина алюминиевых пленок контролировалась на основе измерения таких оптических характеристик, как коэффициенты отражения и пропускания; подсчитано, что толщина изменялась от 20 до 200 Å.

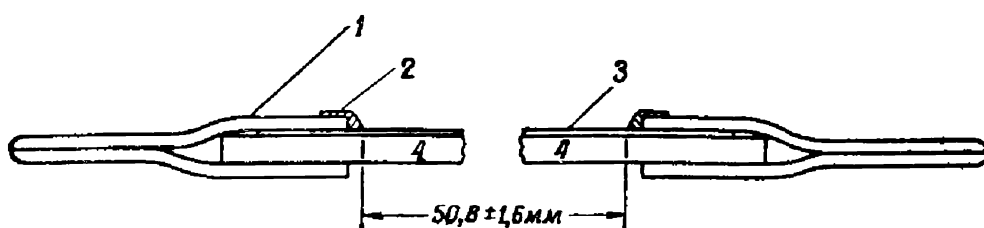
3. Пленки имели длину $50,8 \pm 1,6$ мм и ширину 25,4 мм. Для электрического соединения с пленкой по всей ее ширине применялась алюминиевая фольга, закрепляемая с помощью серебряного цемента.

4. Номинальная линия проводимости шла вдоль длины пленки.

5. Источником питания, использованным для взрыва пленок, служил конденсатор емкостью 1,4 мкф, заряжаемый до напряжений 2000—3500 в.

6. Одновременно с оптическими наблюдениями с помощью коаксиального шунта производилась запись зависимости разрядного тока от времени.

7. Переменными параметрами в экспериментах являлись напряжение на конденсаторе и толщина пленки.



Фиг. 1. Алюминиевая пленка на стеклянной подложке.

1—алюминиевая фольга с клейкой подкладкой; 2—краска на серебряной основе; 3—алюминиевая пленка, нанесенная испарением в вакууме; 4—стеклянная пластина.

8. Оптическое наблюдение за поведением пленки и электрического разряда осуществлялось с помощью высокоскоростной кинокамеры, дающей $1,2 \cdot 10^6$ кадров в 1 сек.

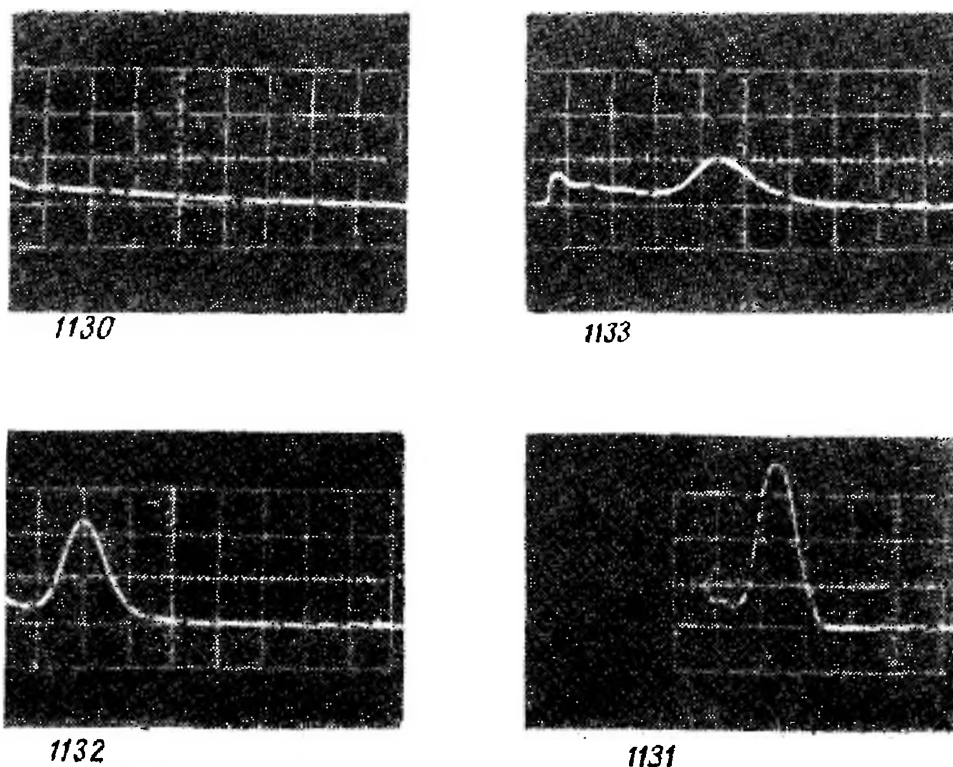
9. Вся площадь пленки размерами $50,8 \times 25,4$ мм наблюдалась без промежуточного увеличения непосредственно кинокамерой. Собственного свечения разряда оказалось вполне достаточно для получения хороших экспозиций.

Из этих экспериментов, по существу, могут быть сделаны следующие выводы:

1. При низких напряжениях (2000 в) на графике зависимости разрядного тока от времени виден единственный импульс (№ 1130, фиг. 2). Оптические наблюдения обнаруживают развитие в образце ярких областей, перпендикулярных номинальной линии тока (фиг. 3а).

2. При низких напряжениях (2000 в) стримеры вдоль номинальной линии тока затухают, не пересекая полностью всей пленки (фиг. 3а).

3. На графике зависимости разрядного тока от времени видно, что при более высоких напряжениях (>2400 в) через короткий отрезок времени после первого импульса тока наблюдается второй, больший импульс тока (№ 1131—1133, фиг. 2).



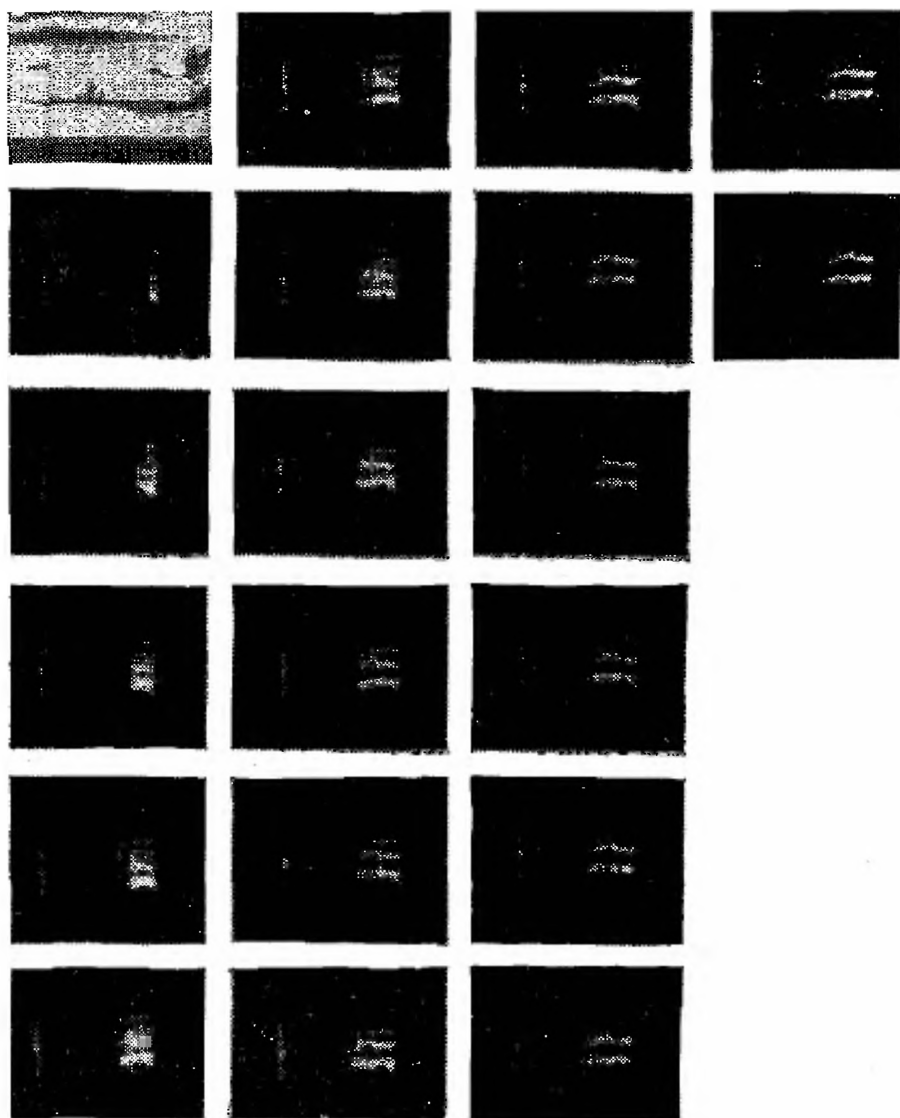
Фиг. 2. Ток через взрывающуюся пленку.

Одно большое деление по оси ординат равно 600 а, а по оси абсцисс — 2 мксек.
Напряжение: № 1130 — 2 кв; № 1133 — 2,5 кв; № 1132 — 3 кв; № 1131 — 3,5 кв.

4. При более высоких напряжениях (>2400 в) оптические наблюдения показывают, что первый импульс тока связан с развитием ярких областей, перпендикулярных номинальной линии тока, а второй импульс тока — с соединением стримеров, вышедших из обоих электродов, вдоль номинальной линии тока (фиг. 3б).

Предыдущая работа авторов [2] посвящена проблеме образования слоев (страт) при электрических взрывах металлических проволочек. Очевидно, появление ярких слоев в алюминиевой пленке, перпендикулярных номинальной линии тока, возбудило значительный интерес

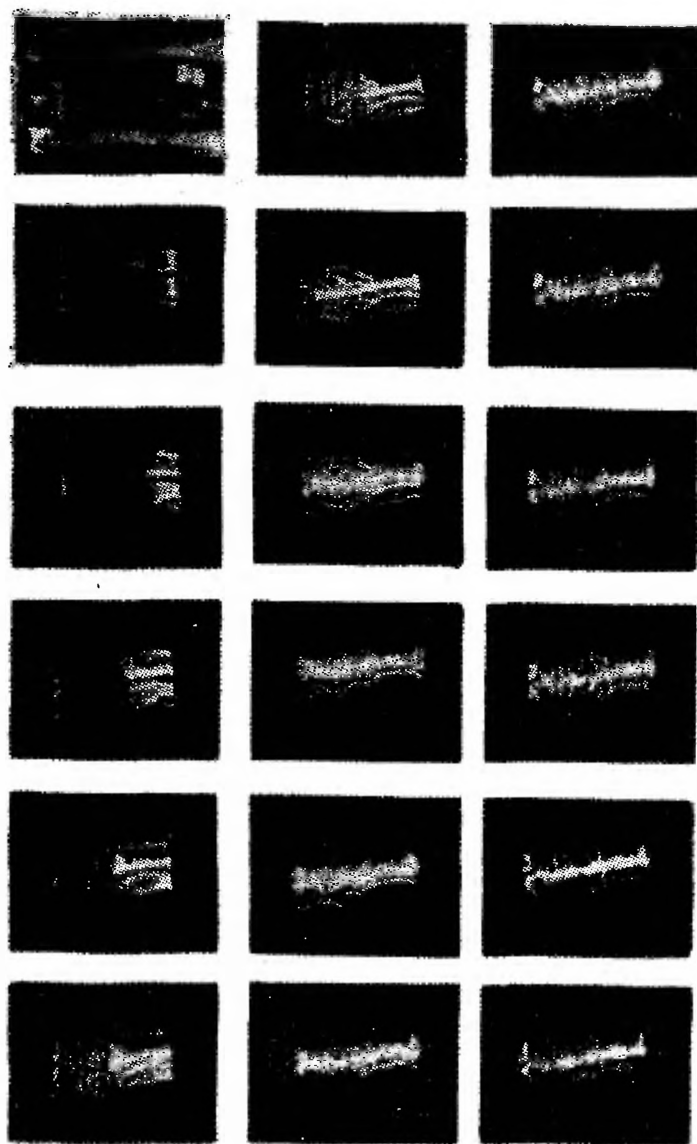
и привело к размышлениям относительно возможной аналогии двух явлений образования слоев. Эти перпендикулярные слои отчетливо видны на фиг. 4, где приведены фотографии взорванных пленок.



Фиг. 3а. Взрывающаяся алюминиевая пленка № 1130, напряжение 2 кв.

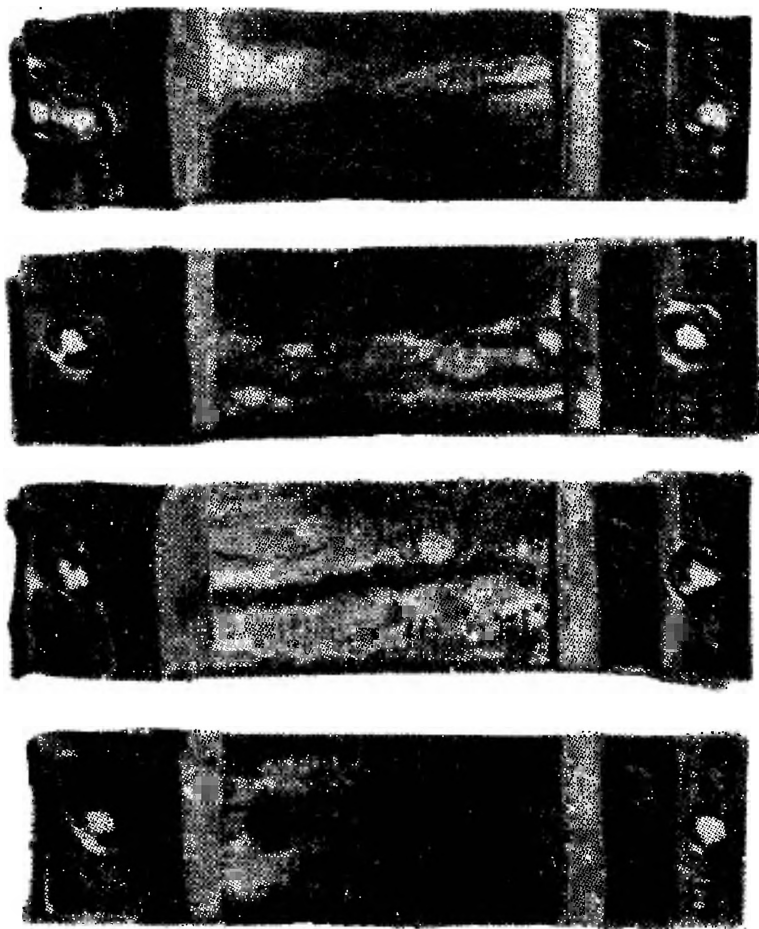
В поисках объяснения заинтересовавшего авторов явления были проведены детальные статические микроскопические исследования взорванных пленок. В ходе этих микроскопических исследований была обнаружена любопытная закономерность в характере разрушения образца алюминия в непосредственной близости от пер-

пендикулярного слоя, образующегося при взрыве на алюминиевой пленке. Эта регулярная поляризованная структура, названная структурой «птичьих следов», показана на фиг. 5 при 150-кратном увеличении. «Птичьи



Фиг. 36. Взрывающаяся алюминиевая пленка № 1133, напряжение 2,5 кв.

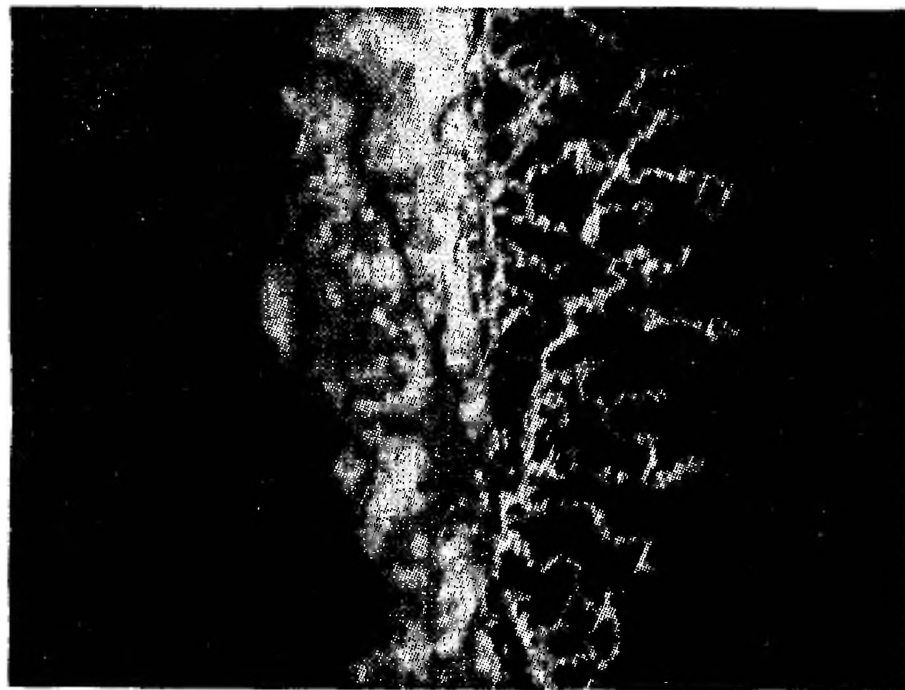
следы» неизменно появлялись со стороны слоя, обращенного к отрицательному электроду, в то время как более однородное разрушение алюминия имело место со стороны, обращенной к положительному электроду.



Ф и г. 4. Алюминиевая пленка после взрыва

+

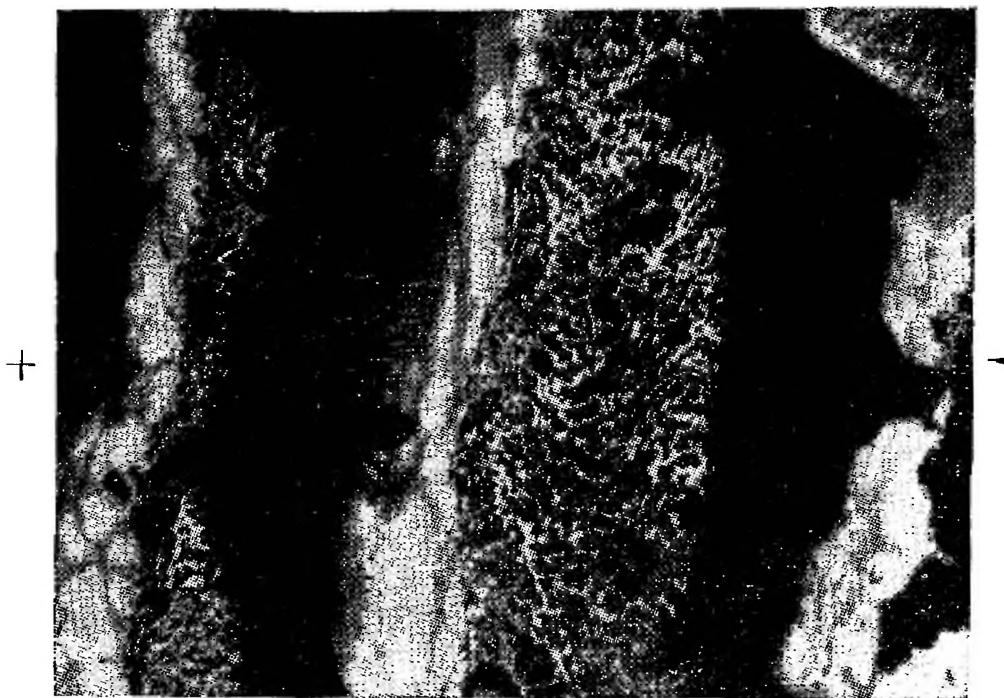
Номинальное направление тока →



Ф и г. 5. Снимок структуры «птичьих следов» при 150-кратном увеличении.

Ориентацию этих структур и их взаимное соотношение иллюстрирует фиг. 6. Следует отметить, что детали «птичьих следов» без увеличения различить нелегко.

Номинальное направление тока



Фиг. 6. Ряд структур «птичьих следов», показывающих их относительную ориентацию (30-кратное увеличение).

После проведения статических наблюдений этих любопытных поляризованных структур была сделана попытка установить, когда они формируются, и проследить их развитие во времени.

Новые эксперименты по динамике явления

Чтобы наблюдать динамику развития структуры типа «птичьих следов», эксперимент должен удовлетворять следующим основным требованиям:

1. Микроскопическая природа явления делает необходимым применение техники динамического микроскопического наблюдения с увеличением, достаточным для различения деталей.

2. Небольшая величина поля зрения при увеличении и невозможность предугадать заранее место появления слоя заставляют предусмотреть некоторые меры, гарантирующие возникновение явления в пределах ограниченного поля зрения.

3. Явление должно быть либо самосветящимся, либо возникает необходимость предусмотреть внешнее синхронизованное с ним освещение.

4. Время развития явления должно быть согласовано со временем, разрешаемым оптической аппаратурой, применяемой для наблюдения его динамики, и велико по сравнению с ним.

Для решения поставленной задачи можно было непосредственно применить технику микрокиносъемки, использованную ранее при изучении взрывающихся проволочек [2], которая может удовлетворить требованию (1).

Проблема, сформулированная выше в требовании (2), была решена путем преднамеренного нанесения на поверхности алюминиевой пленки царапины, направленной перпендикулярно номинальной линии тока. Киномикроскоп фокусировался на эту искусственную царапину.

Ответить на вопрос о том, вызовет ли искусственно нанесенная царапина желаемое явление, можно лишь экспериментальным путем. Только таким образом можно исследовать также яркость и время развития явления.

В первых экспериментах было установлено, что для прямой регистрации явления с помощью микрокиносъемки излучаемого в нем света недостаточно. Этот вывод не так легко было сделать, так как неудачу попыток непосредственного наблюдения явления можно было вполне правдоподобно истолковать либо как невозможность инициировать явление в ограниченном поле зрения с помощью искусственно нанесенных царапин, либо как следствие недостаточной синхронизации работы камеры с развитием наблюдаемого явления. Однако статическое микроскопическое обследование взорванной пленки подтвердило наличие «птичьих следов» в районе искусственно нанесенной царапины. Поскольку приме-

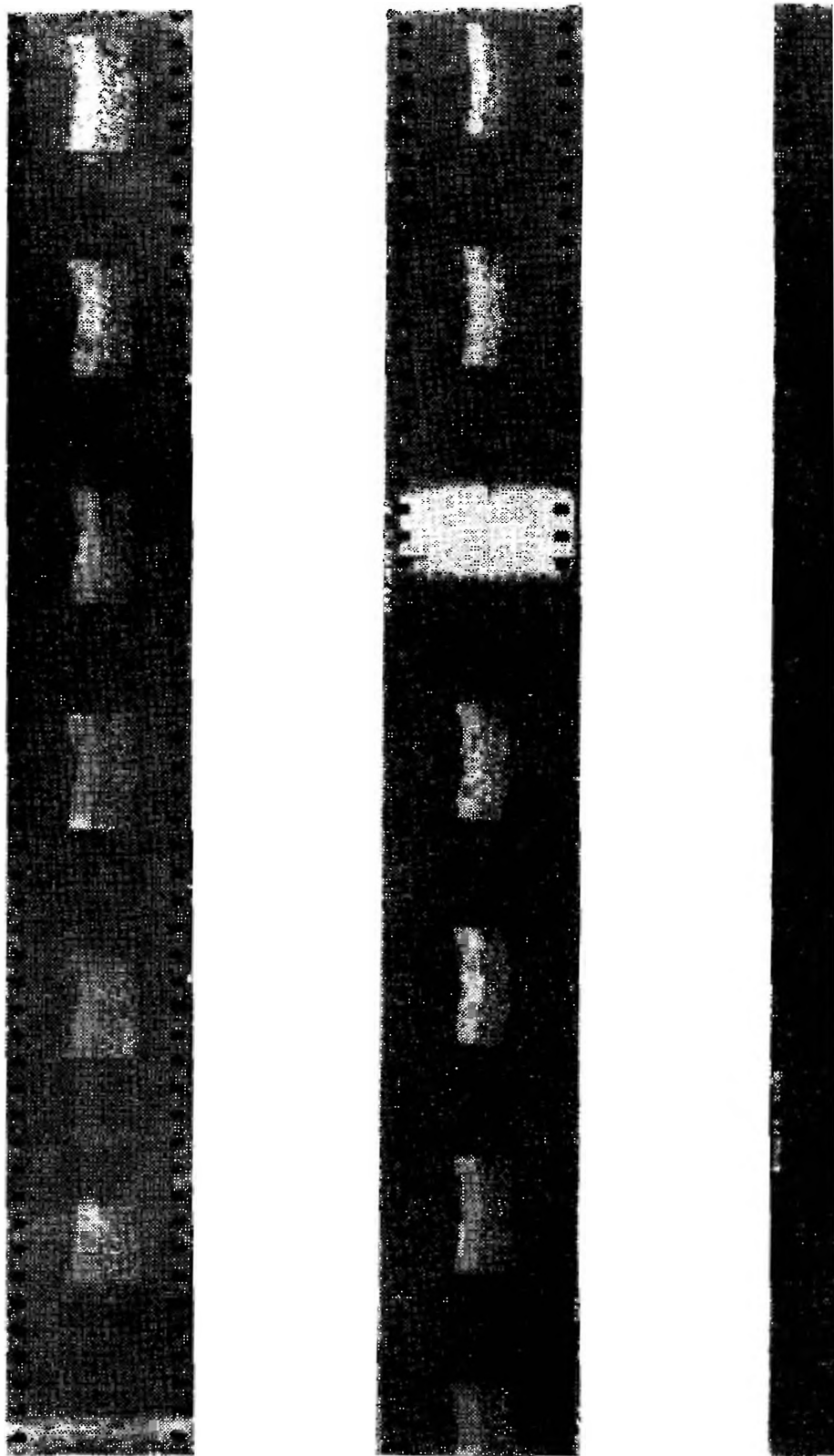
нение самых различных синхронизирующих устройств все же не дало возможности наблюдать явление, причина неудач была однозначно приписана его недостаточной яркости. Эта трудность была преодолена синхронизацией взрыва проволоочки, используемой в качестве источника света, со взрывом фольги. Проволочка располагалась за пластинкой, на которой была нанесена алюминиевая пленка, и позволяла наблюдать увеличение пропускания света в тех местах, где с пластинки испарялся алюминий. Когда при использовании такой подсветки стало, наконец, возможным наблюдать явление образования слоев, выяснилось, что интервал времени, в течение которого развивается структура «птичьих следов», действительно значительно больше, чем время разрешения камеры. Это сделало возможным быстрое проведение экспериментов. План проведения экспериментов показан в таблице. Числа в столбцах указывают номер отдельного опыта.

Толщина пленки	Напряжение, в			
	500	1000	2000	4000
Толстая	—	—	1436	—
Средняя	1434	1433	1430	1432
Тонкая	1435	—	1431	—

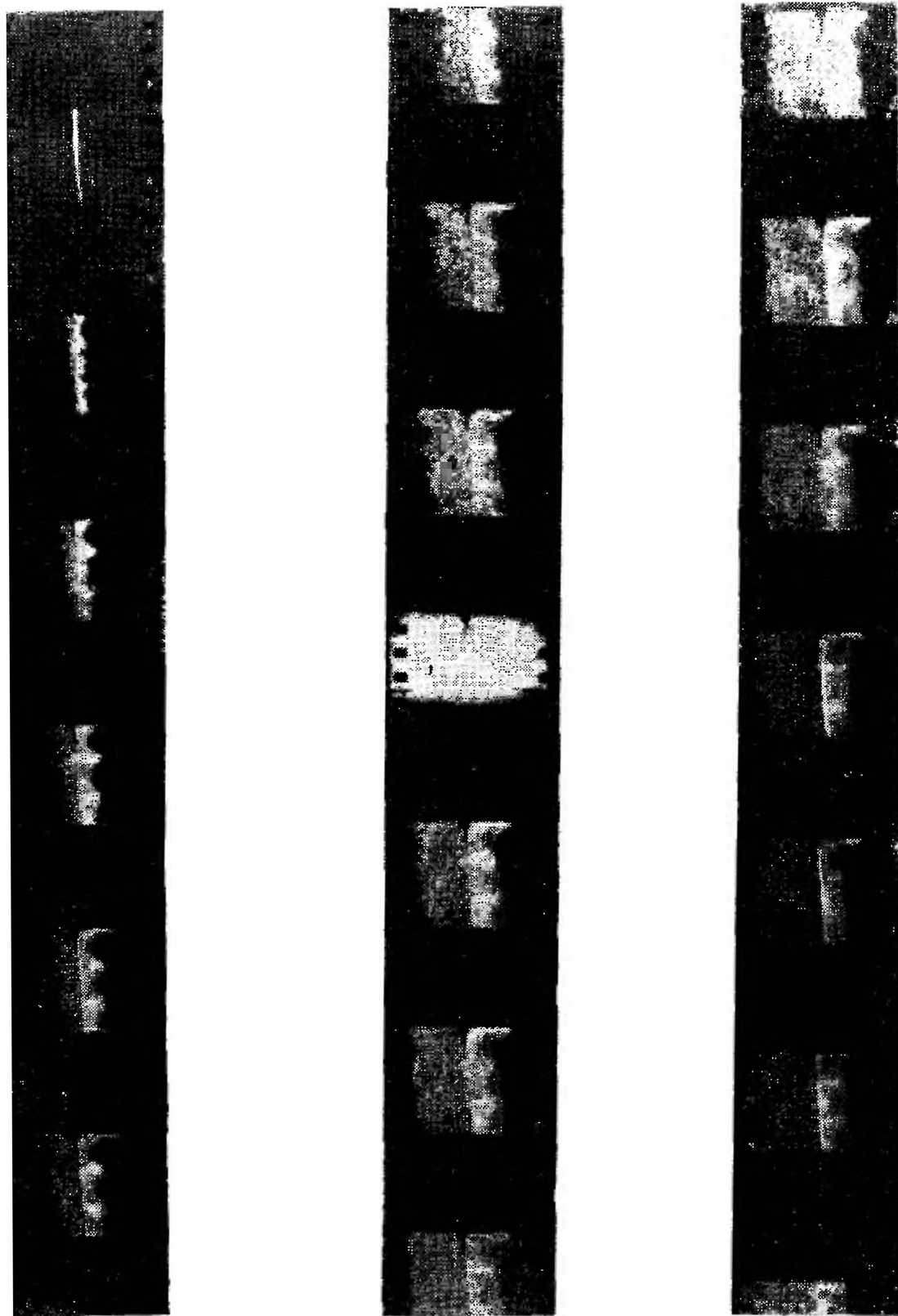
Типичная картина развития явления видна на кадрах киносъемки, приведенных на фиг. 7 и 8. Ряд кадров, отмеченных на фиг. 8 стрелкой, воспроизведен на фиг. 9—12 в увеличенном виде.

Обсуждение результатов

Результаты микрокиносъемки указывают, что царапина фактически является причиной развития структуры «птичьих следов». Процесс образования перистой части «птичьих следов» может быть прослежен в деталях. Результаты измерений положения передней границы перистой области в зависимости от времени приведены

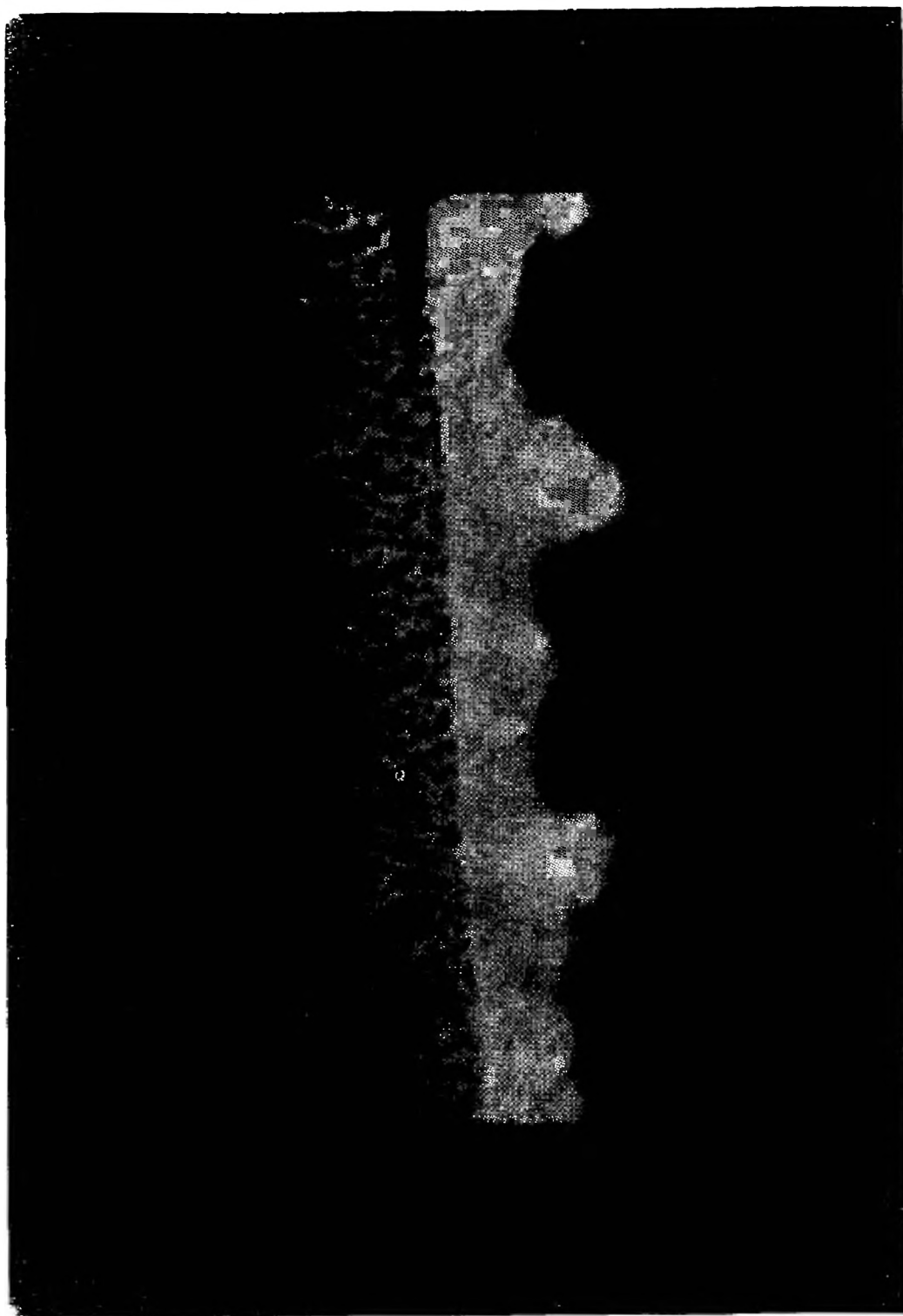


Ф и г. 7. Последовательность снимков, показывающих
алюминиевой пленки № 1433, напряжение 1 кв.

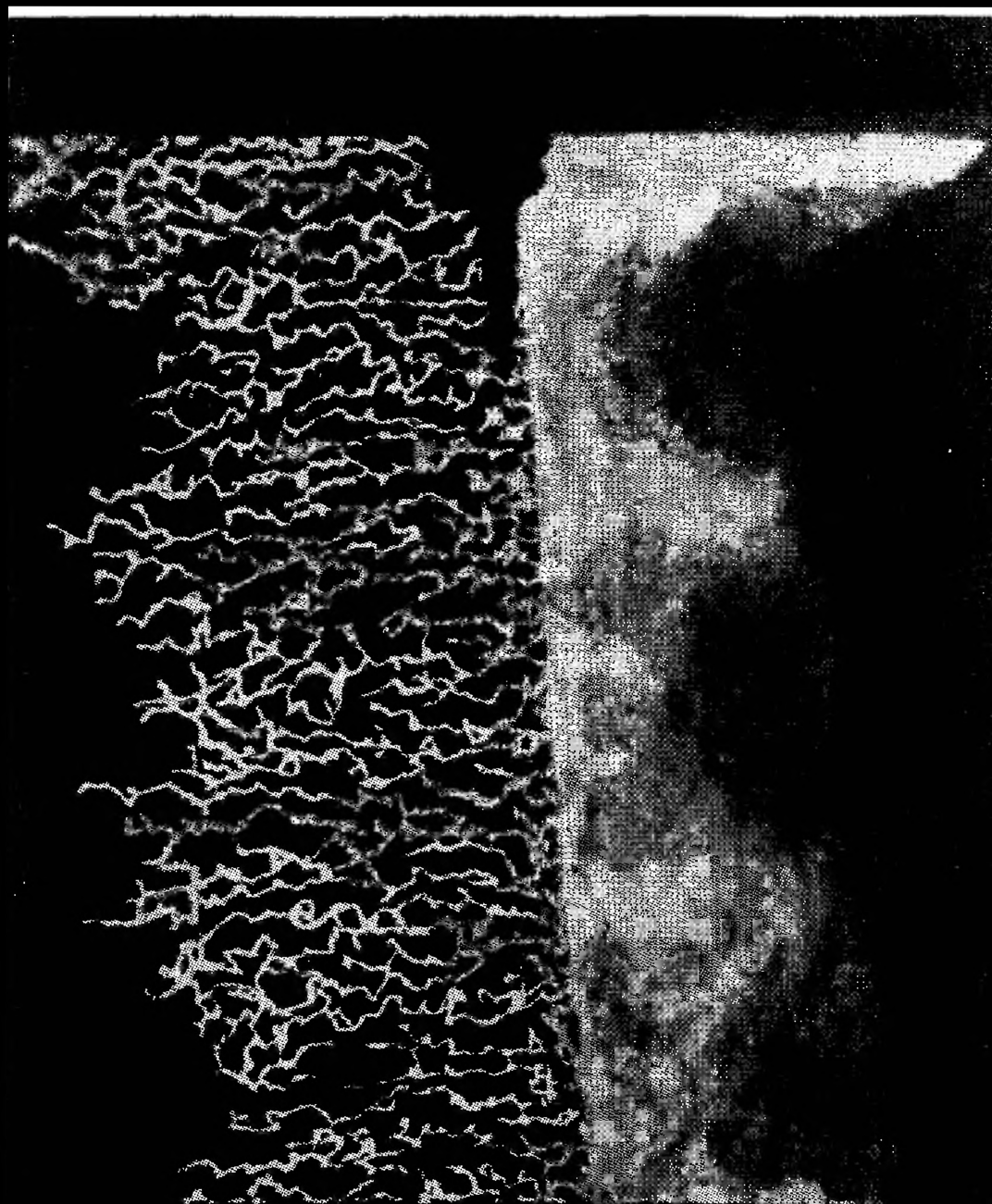


Ф и г. 8. Последовательность снимков, показывающих взрыв
алюминиевой пленки № 1430, напряжение 2 кв.

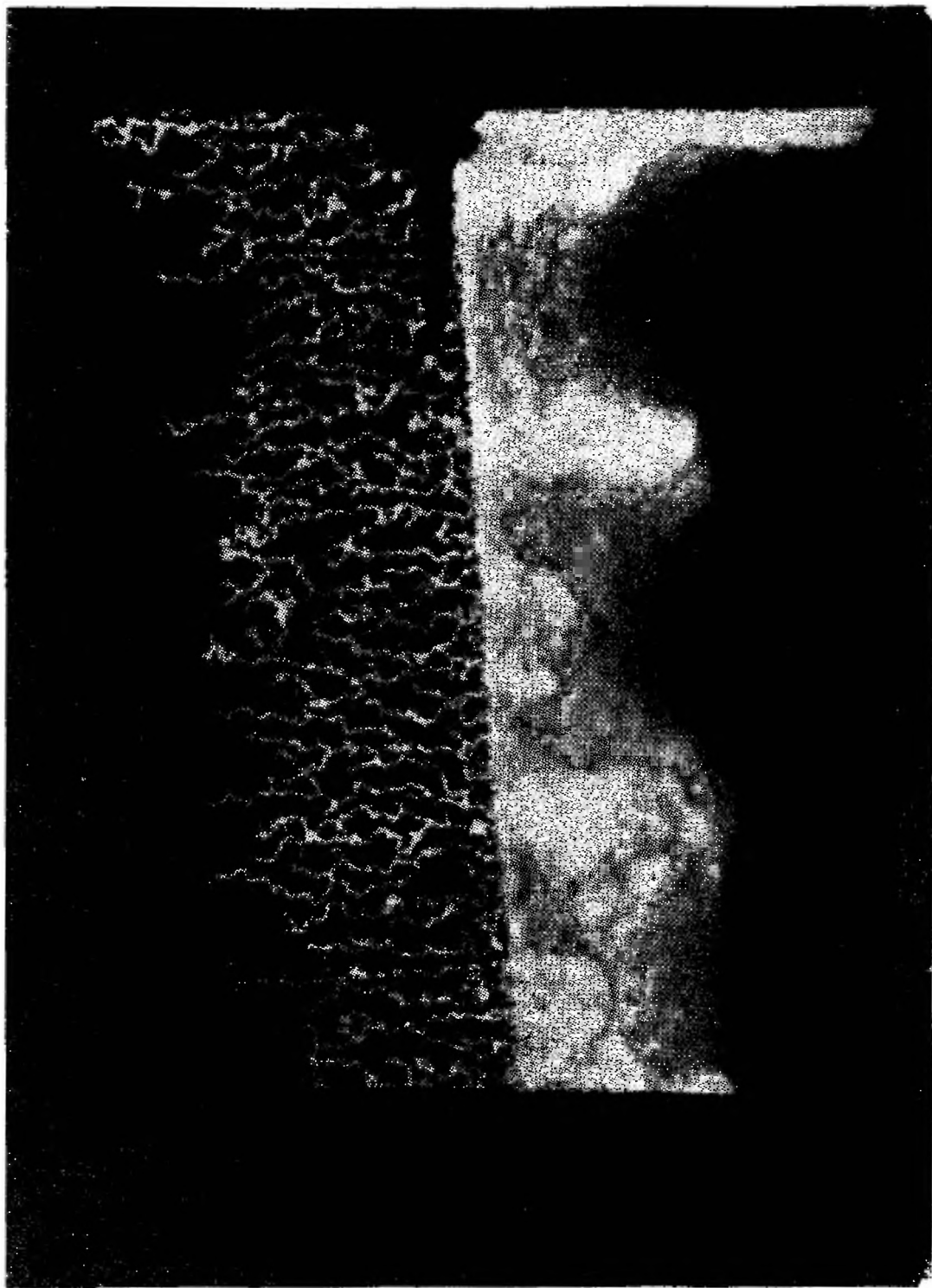
Ф и г. 9. Увеличенный первый кадр из последовательности снимков взрывающейся пленки № 1430, показанных на фиг. 8 ($t = 0$).



Ф и г. 10. Увеличенный третий кадр из последовательности снимков взрывающейся пленки № 1430, показанных на фиг. 8 ($t = 2,4$ мксек).

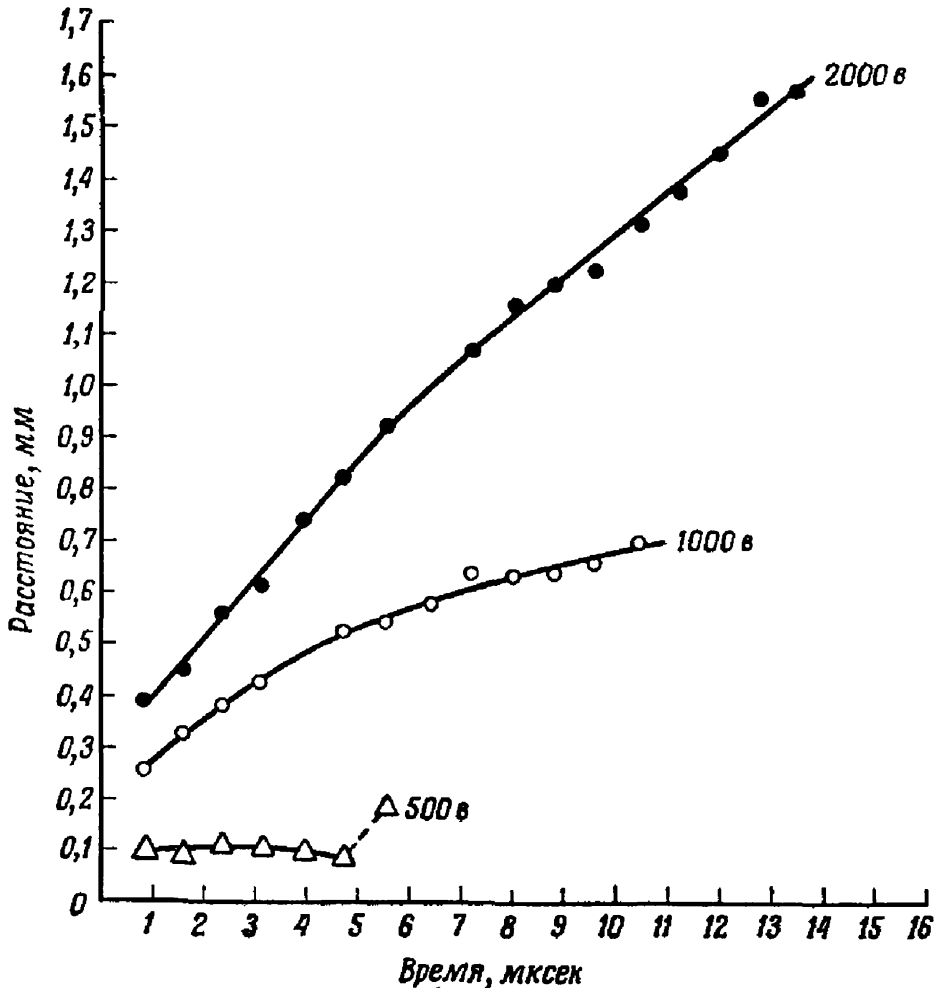


Ф и г. 11. Увеличенный шестой кадр из последовательности снимков
фиг. 8 ($t = 4,8$ мксек).



Ф и г. 12. Увеличенный девятый кадр из последовательности снимков
фиг. 8 ($t = 7,2$ мксек).

на фиг. 13. Эти измерения указывают, что скорость распространения границы перистой области с ростом напряжения увеличивается. Они также наводят на мысль, что с ростом напряжения увеличивается и общее время



Фиг. 13. Скорость развития структуры «птичьих следов».

ее движения. Следует отметить, что при напряжении 4000 в процесс перекрытия разрядного промежутка стримерами протекает настолько быстро, что удалось получить лишь очень немного данных о развитии «птичьей структуры». Существуют определенные указания на взаимосвязь между основным стримером разряда и образованием «птичьей структуры». Полное перекрытие разрядного промежутка основным стримером приводит к задержке процесса развития «птичьих следов».

Очевидно, толщина пленки влияет на процесс образования «птичьих следов», хотя это и не было исследовано настолько хорошо, как влияние величины напряжения. На более толстых пленках получается, по-видимому, грубая перистая структура и более низкая скорость распространения ее границы, в то время как на более тонких пленках — значительно тоньше перистая структура, более неровная передняя граница и больше общее время распространения границы перистой области. Имеется еще много других особенностей перистой области, которые необходимо исследовать.

Выводы и размышления

Нелегко дать однозначное объяснение наблюдаемому явлению. Авторы склоняются к точке зрения, что формирование первых перпендикулярных страт обусловлено явлением термического расширения, которое приводит к отрыву алюминиевой пленки от стеклянной подложки. Та часть пленки, которая не находится в контакте с подложкой, либо испаряется, либо быстро сдувается вследствие одной (или всех) из следующих причин:

1. Уменьшение поперечного сечения пленки при ее деформации приводит к большей локализации выделяемой энергии.

2. В воздух отводится меньше тепла, чем в подложку, что вызывает дополнительный рост температуры оторвавшейся от подложки части пленки.

3. Магнитное давление, обусловленное искривлением линий тока, стремится сдуть любую петлю, образованную на поверхности.

Следует отметить, что имеются некоторые данные, противоречащие гипотезе термического расширения. Например, было установлено, что слои на прямолинейной пленке образуются все же перпендикулярно номинальной линии тока даже в том случае, когда ток направлен вдоль более короткого размера пленки.

В любом случае процесс возникновения «птичьих следов», по-видимому, требует образования поперечного разрыва пленки. Экспериментально установлено, что

искусственно нанесенная царапина порождает структуру «птичьих следов» того же рода, что и структура на непоцарапанной взорванной пленке. Это также подтверждает то, что разрыв пленки инициирует процесс образования «птичьих следов».

Перистая область «птичьих следов», вероятно, может быть объяснена предположением, что каждый перистый след возникает при движении отдельного «катодного пятна» разряда через поперечный разрыв пленки. Более быстрое движение границы перистой области на более тонких пленках, по-видимому, частично подтверждает эту гипотезу, хотя детальное исследование каждого перистого следа в отдельности и выдвигает некоторые вопросы, на которые не легко ответить.

Подчеркнем, что очевидной связи между исследованным здесь явлением образования слоев на пленке и подобным же явлением, ранее наблюдавшимся при взрыве проволочек, не существует.

Результаты, полученные в данной работе, указывают на удобную возможность дополнительного проведения многих интересных наблюдений. Одно из них, например, могло бы заключаться в исследовании влияния поперечного магнитного поля на движение «катодных пятен».

Проведенные наблюдения вновь иллюстрируют исключительное значение техники микрокиносъемки и ее способность дать такую информацию о микроскопических явлениях, которую нельзя получить другим способом. Неспособность объяснить в настоящее время все детали наблюдавшегося явления свидетельствует лишь о непонимании микроскопических процессов, но не о недостатках применявшейся техники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zernow L., Woffinden G., Wright F., Fifth International Congress on High-Speed Photography, Washington, 1960.
2. Зернов Л., Воффинден Ж., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 155.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЗРЫВАЮЩЕЙСЯ ФОЛЬГИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПЛОСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН И УСКОРЕНИЯ ТОНКИХ ПЛАСТИНОК

Д. Келлер, Дж. Пеннинг

Электрический взрыв тонкой металлической фольги использовался для получения ударных волн в твердых телах. Взрываема фольга либо находилась в непосредственном контакте с твердым телом, либо использовалась для ускорения до высоких скоростей специального метательного снаряда в виде тонкой пластины, ударяющегося затем о мишень. При непосредственном контакте легко можно было получать давления до 10 кбар. Используя второй метод, ускоряли 5-сантиметровые пластины из майлара до скоростей свыше 0,4 см/мксек, получая давления свыше 80 кбар. Отклонения ударных волн, полученных обоими методами, от плоскостности приблизительно одинаковы и обусловлены некоторой неодновременностью взрыва фольги. Обычно квадратная тонкая алюминиевая фольга со стороной 5 см взрывается одновременно по всей площади примерно за 10^{-7} сек. Это позволяет ускорять очень тонкие пластины, получая кратковременные импульсы. Например, применяя метательные снаряды в виде майларовых пластин толщиной 0,127 мм, создавали импульс давления 80 кбар длительностью всего лишь около 0,1 мксек. Рассмотрена полученная зависимость давления и скорости от параметров электрической цепи и конструкции узла с фольгой.

Введение

Фирма «Боинг» использовала несколько запасующих энергию конденсаторных систем для взрыва металлической фольги с целью получения волн высокого давления в твердых телах. Применялись три дополняющих друг друга метода. Для получения давлений в пластмассах ниже 10 кбар фольга может быть помещена в непосредственном контакте с твердым телом. В проводниках или же для получения давлений выше 10 кбар взрывающаяся фольга применялась для ускорения до высокой скорости тонкой пластины, ударяющейся затем о мишень. Таким способом были получены давления, превышающие в пластмассах 80 кбар. Для получения низких давлений в металлах (а также в непроводящих телах) применялся третий метод, который заключался

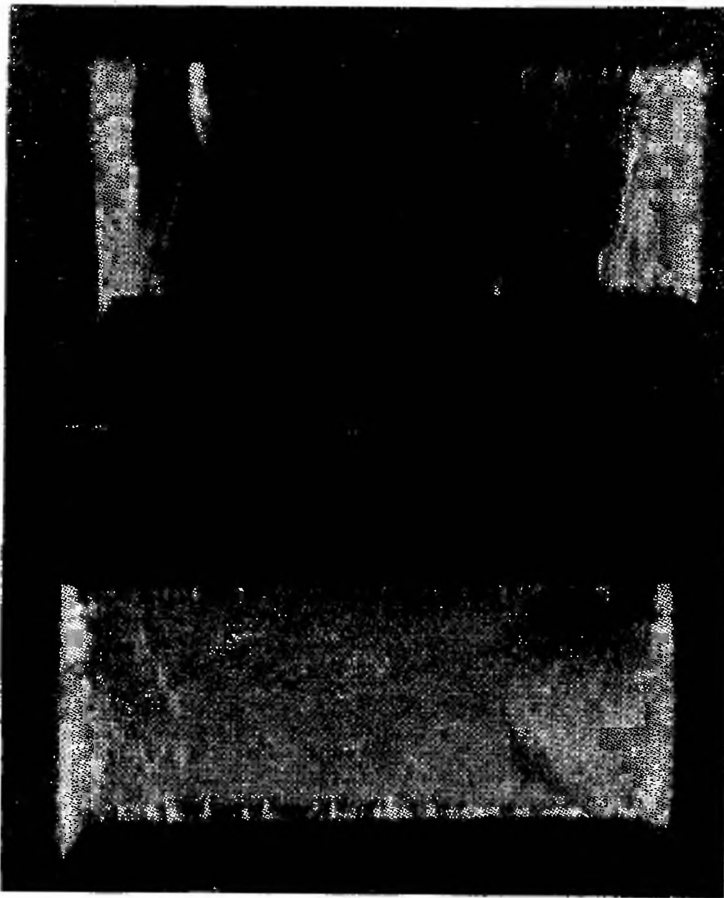
в том, что тонкая пластина ударялась о замедлитель, расположенный рядом с фольгой. В этой работе описаны результаты исследований оптимизации конструкции системы, запаасающей энергию, а также узла фольга — мишень для получения плоских одномерных импульсов давления.

При разработке описанной ниже техники взрывающейся фольги применялись три конденсаторные системы. В одной из них использовался один конденсатор емкостью 15 мкф, заряжаемый до 20 кв, и вся схема была относительно высокоиндуктивной; собственная частота составляла ~ 50 кГц. В другой системе одинаковые конденсаторы с запаасаемой энергией 3000 дж соединялись с помощью параллельных пластин в низкоиндуктивную цепь. Собственная частота цепи изменялась от 170 кГц при одном конденсаторе в цепи до 70 кГц при пяти конденсаторах. Присоединение последовательно еще одной такой же батареи позволяет удваивать энергию без изменения частоты разряда. Третья система конденсаторов состояла из двух батарей, каждая из которых могла быть использована отдельно. В батарее при напряжении 100 кв запаасается 16 000 дж, а ее собственная частота составляет 250 кГц. При использовании этих трех систем можно было изменять в широком диапазоне величину запасенной энергии, напряжение и длительность разряда.

Были проведены как электрические, так и оптические измерения. Для исследования движения тонкой пластины, свободной поверхности и фронта ударной волны, а также для определения величины отклонений от плоскостности ударной волны, полученной при взрыве фольги, применялась обычная штыревая техника. Коаксиальная экранировка сделала возможным применение штырей вплоть до расстояний 0,25 мм от взрывающейся фольги. Скорость изменения тока при взрыве достигала значений порядка 10^{12} а/сек. При оптических измерениях применяли ячейки Керра и скоростной фоторегистратор для исследований степени одновременности взрыва всех участков поверхности фольги. Фоторегистратор использовался также для изучения ускорения пластины и измерений скоростей ударной волны и частиц.

Импульсы давления, индуцированные в люците

На фиг. 1 приведены две фотографии взрывающейся фольги, заключенной между двумя пластинами из люцита. Фотографии получены с помощью ячейки Керра:



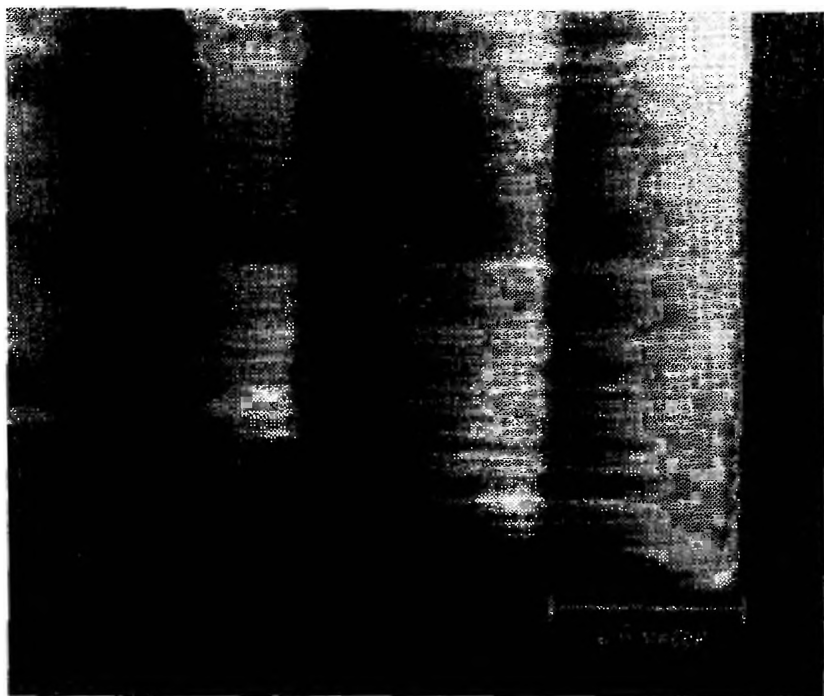
Фиг. 1. Фотографии взрывающейся фольги площадью $25,4 \times 50,8 \text{ мм}^2$, сделанные с помощью ячейки Керра в момент смены знака di/dt .

Время экспозиции 0,1 мксек; интервал времени между кадрами 0,1 мксек.

одна непосредственно перед максимумом и вторая в момент максимума di/dt . Видно, что на большей части площади фольги достигается одновременный взрыв. Штыревые измерения показывают, что именно в момент максимума di/dt инициируется импульс давления.

С помощью нескольких коаксиальных штырей, расположенных на расстоянии 0,006 мм над свободной по-

верхностью люцитовой пластины, прикрывающей такую взрывающуюся фольгу, было исследовано, является ли плоской волна давления, индуцированная в пластине. Штыри, ориентированные вдоль линии тока, закорачивались одновременно в пределах 20 нсек, в то время как импульсы от штырей, ориентированных перпендикулярно линии тока, во многих случаях имели разброс



Фиг. 2. Фотография взрывающейся фольги шириной 38,1 мм, зажатой между люцитовыми пластинами, сделанная с помощью камеры непрерывной развертки. Щель камеры ориентирована поперек фольги и перпендикулярно току.

по времени до 0,1 мксек. С помощью съемок взрывающейся фольги фоторегистратором (фиг. 2), щель которого ориентирована перпендикулярно линии тока, было показано, что это обусловлено неоднородностью взрыва поперек фольги. Как видно на фиг. 2, разброс моментов начала свечения составляет приблизительно 0,1 мксек, что было получено в штыревых измерениях. Изменения интенсивности света обусловлены ударным сжатием люцита и свидетельствуют о том, что ударная волна плоская.

В этом эксперименте была использована алюминиевая фольга толщиной 0,01 мм, клеенная между кусками люцита с помощью трихлорэтилена. Необходимы специальные меры предосторожности, чтобы предотвратить образование пузырьков в слое между фольгой и люцитом и обеспечить гладкую поверхность фольги. Разброс начала свечения в пределах 0,1 мксек вполне отвечал требованиям описываемых исследований ударной волны.

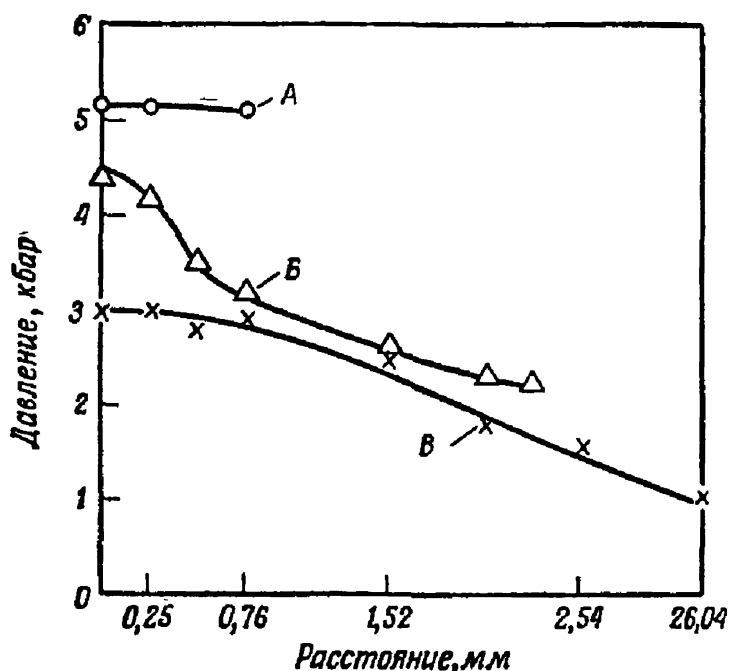
Скорость ударной волны в люците равна приблизительно 0,3 см/мксек, так что указанный выше разброс начала свечения может быть объяснен неплоскостью фронта волны около 0,03 см. Площадь, на которой может быть получена эта плоская волна, зависит от системы, запаасающей энергию. Например, максимальная площадь фольги, которую можно взорвать с указанным выше разбросом с помощью системы, запаасающей 3000 дж, при собственной частоте 50 кГц, составляет 9,68 см², а при собственной частоте 170 кГц — 12,90 см².

Форма импульса давления

При взрыве тонкой металлической фольги, приведенной в непосредственный контакт с изолятором, возникает очень высокое давление, которое может сохраниться в течение нескольких микросекунд. В большинстве экспериментов алюминиевую фольгу помещали перед люцитовой пластиной, а вторую пластину люцита ставили за фольгой, чтобы ограничить величину объема. Без этого ограничивающего куска люцита фольга расширяется настолько быстро, что в куске люцита, расположенном перед ней, индуцируются значительно более низкие давления. Величина импульса давления, индуцированного в люците (или другом материале), может быть определена из измерений скорости результирующей ударной волны в люците и скачка скорости свободной поверхности люцита. Давление может быть получено из соотношения

$$P = \rho_0 S U_p,$$

где P — давление; ρ_0 — плотность несжатого люцита; S и U_p — скорости соответственно ударной волны и частиц. Скорость U_p равняется половине скорости скачка свободной поверхности. Так как уравнение состояния люцита известно и оно связывает величины S и U_p , то для того чтобы определить давление за ударной волной,



Фиг. 3. Типичные формы импульса давления, индуцированного в люцитовом замедлителе, расположенном рядом с взрывающейся фольгой.

A — люцитовый замедлитель толщиной 1,6 мм, толстый ограничитель; B — люцитовый замедлитель толщиной 3,2 мм, толстый ограничитель; B — люцитовый замедлитель толщиной 12,7 мм, толстый ограничитель.

Кривые A и B получены при взрыве фольги площадью $50,8 \times 50,8$ мм², запасенной энергии 6 кДж и собственной частоте 120 кГц; кривая B — при взрыве фольги площадью $38,1 \times 38,1$ мм², запасенной энергии 3 кДж и собственной частоте 150 кГц.

достаточно измерить лишь скачок скорости свободной поверхности. Это можно сделать с помощью штырей либо непосредственно, либо путем применения их для измерения скорости тонкой люцитовой пластины, помещенной за свободной поверхностью.

Форму или длительность импульса, индуцированного в люците, можно определить по методу Гопкинса, при котором измеряется скорость тонкой люцитовой пла-

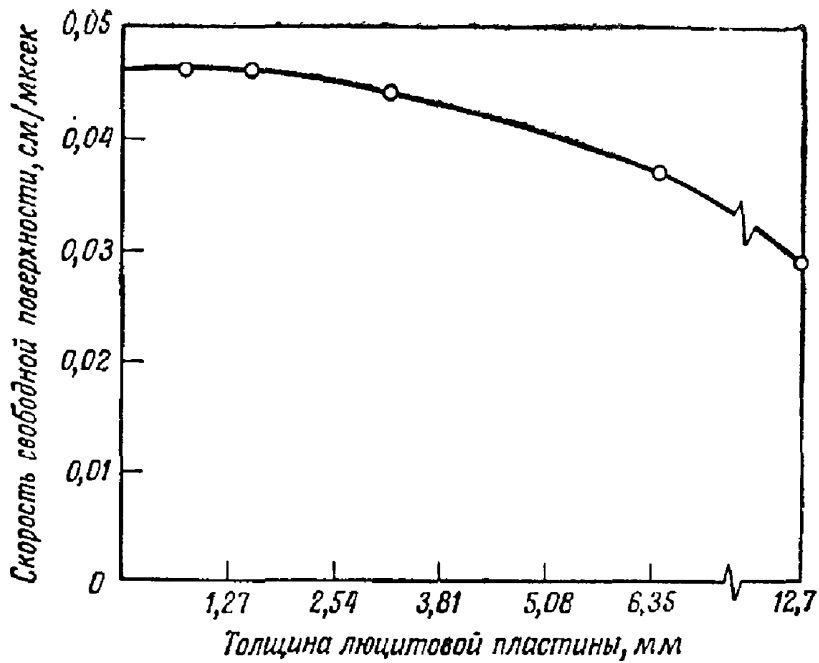
стинки, помещенной на свободную поверхность люцитового блока. Пластина толщиной h , прежде чем взлететь, накапливает кинетическую энергию на пути $2h$ фронта ударной волны. Таким образом, измеряя скорости пластин различной толщины, можно определить форму импульса давления. Форма полученных импульсов сильно зависит от многих факторов. В общем случае увеличение первоначально запасенной энергии или же толщины пластины, ограничивающей объем, приводит прежде всего к росту длительности передней области высоких давлений в импульсе. В качестве примера на фиг. 3 показаны профили двух импульсов давления, определенные по ускорению пластин.

Максимальное давление

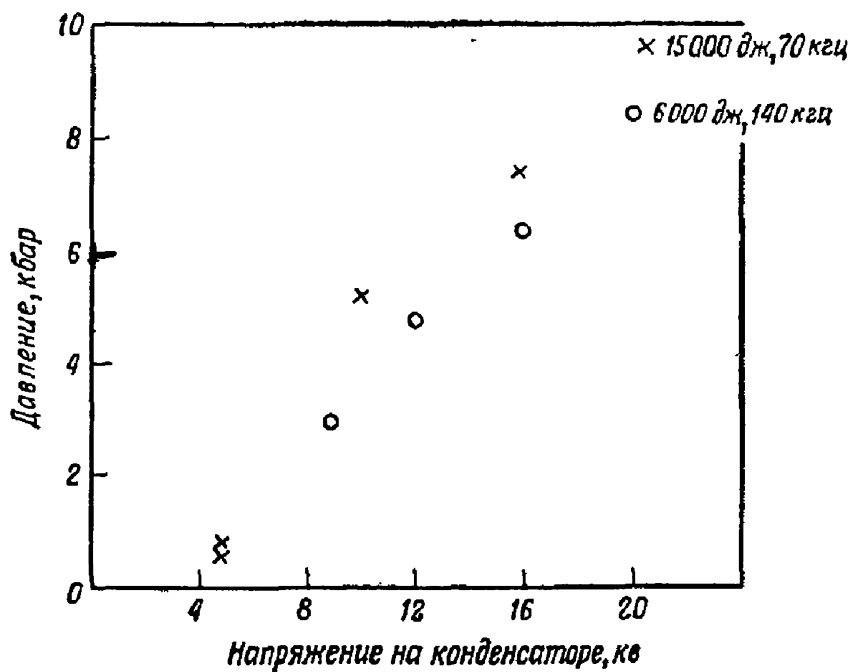
На фиг. 4 показаны индуцированные в пластине люцита скорости свободной поверхности, измеренные описанным выше методом, при различных толщинах пластины. Следует отметить, что измеренные значения стремятся к постоянному пределу при толщине пластин меньше 3,2 мм. Так как скорость частиц и давление на границе раздела облака паров фольги и люцита должны изменяться непрерывно, будем в дальнейшем называть давление, связанное с этими предельными значениями скорости, давлением в облаке паров фольги.

Это давление паров фольги измерялось при различных условиях эксперимента. На фиг. 5 показано изменение этой величины в зависимости от начального напряжения на конденсаторах для двух типов системы, запасающей энергию. Самые нижние точки для каждой системы соответствуют напряжению, при котором фольга взрывается в первом максимуме разрядного тока. Видно, что при больших напряжениях давление является возрастающей функцией напряжения.

Было также исследовано влияние на измеряемое давление изменения размеров фольги (фиг. 6). Вообще как укорочение фольги, так и увеличение ее толщины приводят к увеличению давления. Изменения ширины фольги не влияют на давление. Увеличение объема фольги в такой степени, что взрыв происходит на более



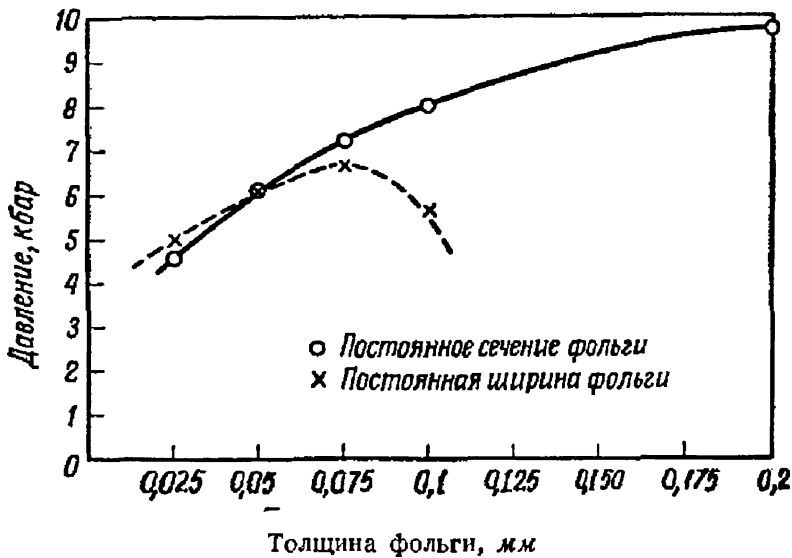
Фиг. 4. Скачок скорости свободной поверхности люцитового замедлителя (пропорционален пиковому давлению) в зависимости от толщины замедлителя. Взрывающаяся фольга расположена рядом с замедлителем.



Фиг. 5. Давление, индуцированное в люцитовом замедлителе толщиной 1,6 мм, расположенном рядом с фольгой, в зависимости от начального напряжения конденсаторов.

поздних стадиях нарастания тока, приводит к значительному снижению давления.

Также была предпринята попытка установить связь максимального значения давления с величиной тока через фольгу в момент взрыва. Это было сделано путем проведения измерений давления для идентичных фольг и конденсаторных устройств. При этом изменялось только начальное напряжение на конденсаторах.

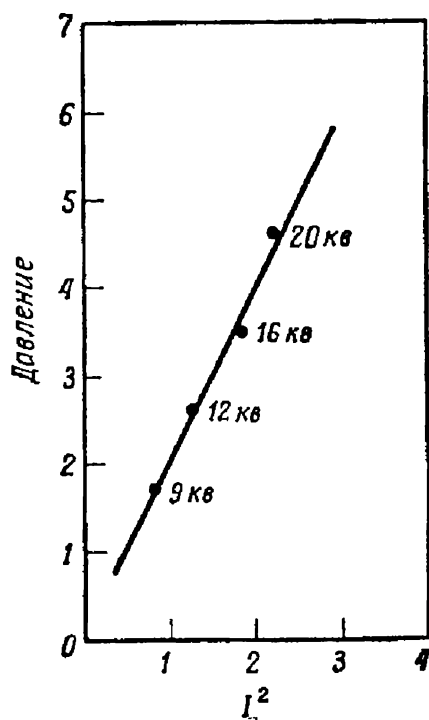


Фиг. 6. Давление, индуцированное в люцитовом замедлителе толщиной 1,6 мм, в зависимости от толщины фольги при постоянных ширине фольги и площади поперечного сечения.

Как видно из фиг. 7, между давлением и квадратом величины силы тока существует линейное соотношение. Это, вообще говоря, не так уж неожиданно, так как размерность давления соответствует размерности плотности энергии, а квадрат силы тока пропорционален энергии. Однако были выполнены эксперименты, в которых объем фольги и площадь поперечного сечения сохранялись постоянными, а толщина менялась. Хотя значение тока в момент взрыва при этом не изменялось, так что «плотность энергии» была постоянной, давление увеличивалось с ростом толщины фольги.

Ток, при котором взрывается фольга, может быть

предсказан с помощью интеграла действия $\int_0^t i^2 dt$, где i — ток. Как ранее сообщалось [1], величина этого интеграла к моменту взрыва t пропорциональна квадрату площади поперечного сечения A в широком диапазоне изменения условий взрыва проволоочки. Проведя измерения действия до взрыва, мы нашли, что этот закон пропорциональности имеет силу и для взрывающихся фольг



Фиг. 7. Давление, индуцированное в люците, в зависимости от квадрата силы тока в момент взрыва.

Сопротивление фольги и параметры цепи оставались неизменными; ток регулировался только напряжением конденсаторов.

при плотности тока 10^7 — $3 \cdot 10^8$ а/см², длине фольги 13—76 мм, ширине фольги 0,8—76 мм, толщине фольги 0,004—0,2 мм и площади поперечного сечения 10^{-3} — $2 \cdot 10^{-2}$ см².

Ускорение тонких пластин

Введение

Снаряды (тонкие пластины), помещенные на пластину из люцита или другого изолятора, прикрывающие взрывающуюся фольгу, получают кинетическую энергию от передней части импульса давления и приобретают вследствие этого высокую скорость. Скорость,

достигнутая снарядом, является, таким образом, характеристикой импульса давления, величина которого в случае люцита обычно близка к 8 кбар. Тонкая люцитовая пластина достигнет тогда скорости, равной удвоенному значению скорости частиц (скачку скорости свободной поверхности), т. е. около 0,05 см/мксек. Меньшие скорости можно получить, применяя более тонкие ограничительные пластины, снаряды и замедлительные пластины между снарядом и фольгой большей толщины, и наконец, снижая напряжение.

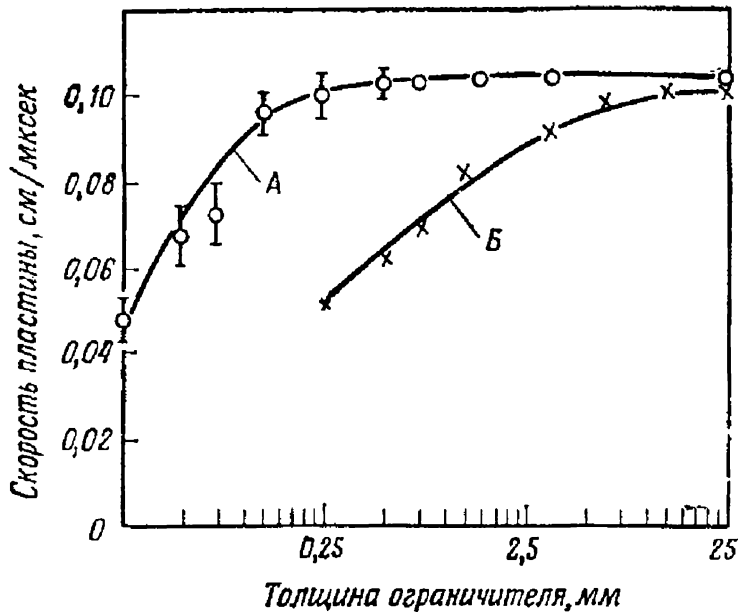
Более высокие скорости и, следовательно, более высокие давления получали с помощью устройства, в котором тонкая пластина помещалась непосредственно над фольгой. При взрыве фольги давление 8 кбар оказывается достаточным для того, чтобы вырвать из большой пластины кусок с ровными краями площадью, равной площади фольги. Предварительной подготовки тонкой люцитовой или майларовой пластины, как нарезка канавок, облегчающих разрыв, не требуется.

Метод получения ударной волны с помощью тонких пластин, с большими скоростями ударяющихся о мишень, обладает несколькими преимуществами по сравнению с методом, основанным на непосредственном контакте мишени с взрывающейся фольгой. Во-первых, при отсутствии воздушной подушки и в предположении чисто поступательного движения снаряда произведенный импульс давления имеет приблизительно прямоугольную форму; длительность его равна времени прохождения ударной волны, возникшей при ударе о поверхность мишени, до свободной поверхности ударяющей тонкой пластины и возвращения результирующей волны разрежения до поверхности мишени. По форме импульса можно рассчитать движение ударной волны и частиц в системе пластина — мишень. Второе преимущество этого метода заключается в том, что очень тонкие пластины могут быть ускорены благодаря однородному взрыву фольги. Таким образом создаются крайне кратковременные импульсы. В данных исследованиях ударных волн применяли разогнанные до скоростей 0,4 см/мксек майларовые пластины толщиной 0,127 мм,

создающие в пластмассах прямоугольные импульсы давления свыше 80 кбар длительностью около 0,1 мксек. Наконец, с помощью ускоряемых пластин может быть исследовано также воздействие ударных волн на металлы, применяемые в качестве мишеней.

Ускорение

Образовавшийся при взрыве фольги газ высокого давления может ускорять тонкую пластину в течение времени, пока энергия передается от системы конденсаторов через пары фольги ускоряемой пластине, переходя в ее кинетическую энергию. Таким образом может



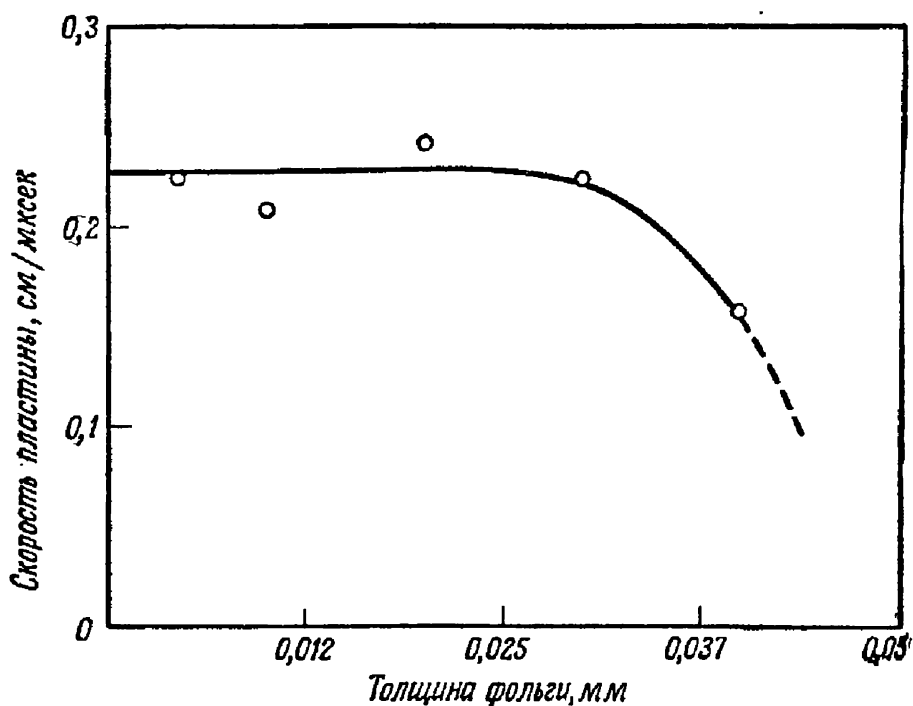
Фиг. 8. Зависимость конечной скорости люцитовых и майларовых пластин от толщины ограничительной пластины, расположенной позади фольги (3 кдж, 50 кгц).

А — майларовая пластина толщиной 0,254 мм; Б — люцитовая пластина толщиной 0,762 мм.

быть достигнута высокая эффективность перехода электрической энергии, первоначально запасенной в системе конденсаторов, в кинетическую энергию ускоренной пластины.

Несколькими способами было продемонстрировано, что пары фольги толкают пластину в течение значительного периода времени. Во-первых, как видно из фиг. 8,

конечная скорость этой пластины увеличивается с ростом толщины другой пластины, расположенной за фольгой и ограничивающей свободный объем, в котором могут расширяться пары фольги. Таким образом, увеличение толщины ограничивающей пластины приводит к увеличению времени ускорения, так как система ускоряемая пластина — пары фольги «не знает» толщины пластины до тех пор, пока ударная волна не пересечет ее и результирующая волна расширения не вернется назад к фольге. Для ограничивающей пластины



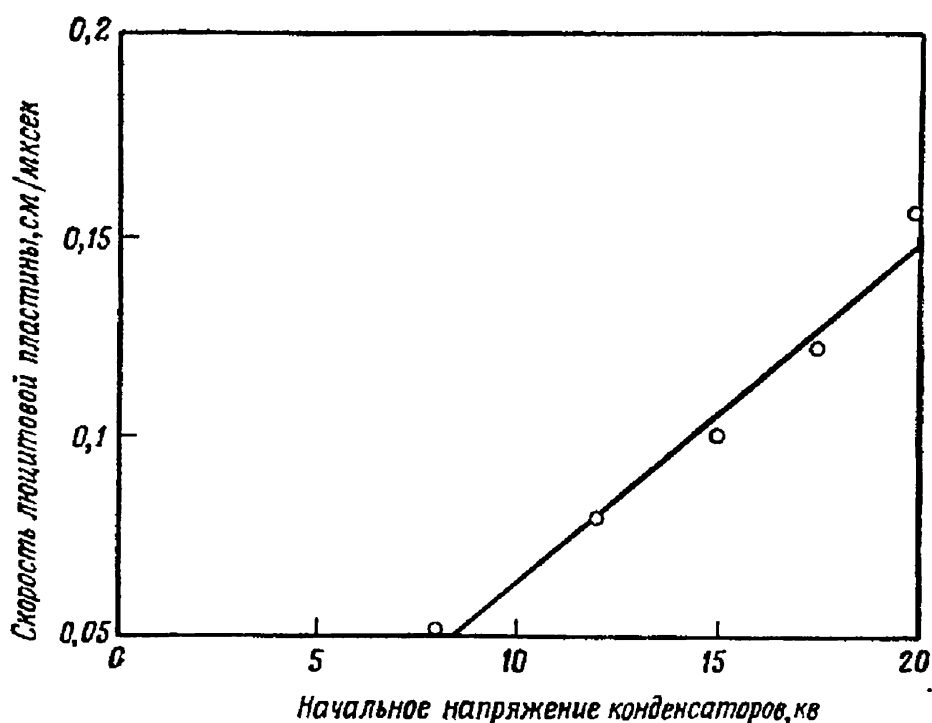
Фиг. 9. Зависимость конечной скорости пластины от толщины взрывающейся фольги (майларовая пластина толщиной 0,254 мм).

из люцита толщиной 6,35 мм при давлении 8 кбар время ускорения составляет около 4 мксек. Во-вторых, зависимость величины смещения вырванной пластины от времени при экстраполяции к нулевому смещению дает точку, отстоящую на несколько микросекунд от момента, когда производная di/dt меняет знак. Наконец, большое время ускорения необходимо для того, чтобы в том случае, когда фольга очень маленькая или тонкая и взрывается в начальный период нарастания тока,

энергия смогла перейти к ускоряемой пластине. На фиг. 9 показано, что эффективность переноса энергии остается высокой даже для очень тонких фольг. Скорость пластины уменьшается, если толщина фольги такова, что фольга взрывается вблизи первого максимума тока (на фиг. 9 эта толщина фольги равна 0,041 мм).

Эффективность переноса энергии

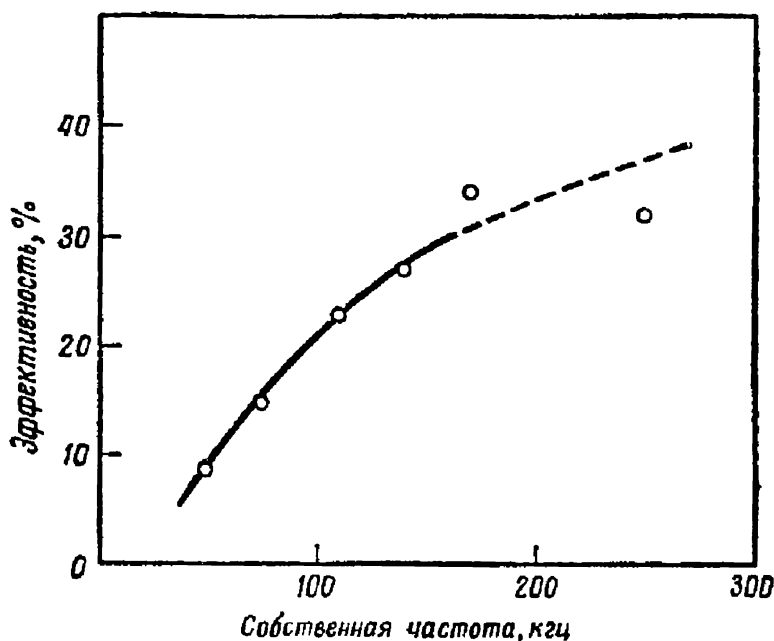
Чтобы определить оптимальные условия для получения высоких скоростей пластин, было выполнено несколько экспериментов. Как видно из фиг. 10, конечная



Фиг. 10. Зависимость скорости пластины от начального напряжения конденсаторов (люцитовая пластина толщиной 0,762 мм).

скорость увеличивается линейно с ростом напряжения на системе конденсаторов. Таким образом, конечная кинетическая энергия увеличивается линейно с ростом начальной электрической энергии, т. е. эффективность переноса энергии не зависит от величины напряжения на конденсаторе или от силы тока через фольгу в

момент взрыва. Единственный способ, с помощью которого можно существенно увеличить эффективность переноса энергии, состоит в увеличении собственной частоты системы конденсаторов и фольги-нагрузки. Из фиг. 11 видно, что при ускорении квадратной майларовой пластины площадью $5 \times 5 \text{ см}^2$ (и толщиной 0,127 или 0,254 мм) эффективность передачи энергии возрастает с менее чем 10% при собственной частоте 50 кГц



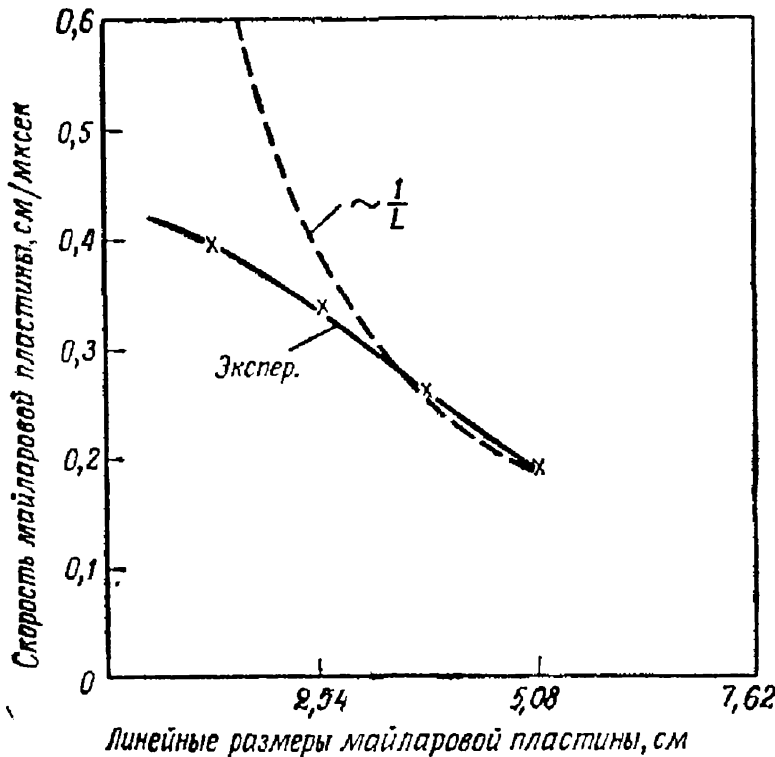
Фиг. 11. Эффективность перехода первоначально запасенной электрической энергии в кинетическую энергию пластины в зависимости от частоты при разряде короткозамкнутых конденсаторов.

Приведенные данные получены с майларовыми пластинами площадью $50,8 \times 50,8 \text{ мм}^2$ и толщиной 0,127 и 0,254 мм.

до 30% при 250 кГц. Несколько более высокая эффективность получена с люцитовой пластиной толщиной 0,762 мм.

На фиг. 12 нанесены некоторые экспериментально полученные значения скорости майларовой пластины толщиной 0,254 мм при энергии, запасенной в системе 6000 дж и частоте собственных колебаний 140 кГц. Видно, что эффективность передачи энергии не зависит от

размеров вырванной пластины (или размеров фольги, так как они одинаковы) до тех пор, пока эти линейные размеры достаточно малы для того, чтобы стали существенными краевые эффекты. Так, в случае квадратной пластины площадью $12,7 \times 12,7 \text{ мм}^2$ конденсаторы не отдают всю энергию до тех пор, пока пластина не пройдет путь приблизительно в 1 см (за $1/4$ цикла, или



Фиг. 12. Зависимость конечной скорости квадратной майларовой пластины толщиной 0,254 мм от ширины пластины L .

Пунктирная кривая соответствует зависимости $v \sim 1/L$, ожидаемой в том случае, когда краевые эффекты не снижают эффективности перехода электрической энергии в кинетическую энергию ускоренной пластины.

1,8 мксек). Можно предположить, что в этом случае много энергии будет потеряно вследствие утечки горячего газа.

Плоскостность

При изучении плоских одномерных ударных волн вопрос о том, является ли ударяющая о мишень пла-

стина плоской, или, что все равно, происходит ли столкновение с мишенью одновременно по всей поверхности пластины, по своей важности может быть эквивалентен вопросу о скорости. В случае люцитовых пластин первоначально полученный при взрыве фольги импульс давления в 8 кбар значительно превышает величину силы натяжения в люците, в результате чего происходит очень чистый вырыв пластины из большого куска люцита. Штыри применялись для того, чтобы наносить на карту поверхности равных ускорений. Разброс во времени взрыва всей площади пластины приблизительно такой же, как и у фольги, т. е. составляет примерно 0,1 мксек, если фольга площадью $5 \times 5 \text{ см}^2$ взорвана при запасенной энергии 6000 дж и собственной частоте 140 кгц. Если лист люцита слишком толст, вырванная пластина не будет иметь ровных краев или лист может даже расколоться. Это зависит от формы импульса давления, которая в свою очередь, как отмечалось выше, определяется конденсаторной системой, запасующей энергию. В данной работе успешно применяли люцитовый лист толщиной 1,6 мм.

Для получения очень кратковременных импульсов идеальным материалом является майлар. Из него можно изготавливать пластины толщиной от нескольких тысячных до десятых долей миллиметра. В данной работе применяли майларовые пластины толщиной 0,076; 0,127; 0,178 и 0,254 мм. Кроме того, экспериментально нашли уравнение состояния (уравнение Гюгонио) для майлара, так что можно было рассчитать давление, развивающееся после соударения пластины с мишенью из известного материала. Одновременность соударения квадратной майларовой пластины все еще лежит в пределах 0,1 мксек для площади $5 \times 5 \text{ см}^2$, но при более высоких скоростях пластины вариации длины и ширины могут достигать 0,5 мм.

Выводы

1. Взрывающиеся фольги могут быть использованы для ускорения тонких пластин до скоростей, представляющих интерес в исследованиях сверхзвуковых ско-

ростей. Чтобы достигнуть наибольших скоростей, конденсаторная система должна запасать как можно больше энергии и иметь наиболее высокую частоту разряда при накоротко замкнутой цепи. Легко может быть достигнута эффективность передачи энергии свыше 30%.

2. Взрывающаяся фольга является также важным источником импульсов высокого давления и короткой длительности, используемых для изучения ударных волн и динамических свойств материалов. В пластмассах при непосредственном контакте их с взрывающейся фольгой могут быть индуцированы давления до 10 кбар. Если же взрывающаяся фольга применяется для ускорения тонких пластин, например из майлара или люцита, то могут быть получены давления до 100 кбар. Последним способом можно получить прямоугольные импульсы давления длительностью только 0,1 мксек.

3. Плоский характер ударных волн, полученных любым способом от взрывающейся фольги, всегда одинаков и характеризуется одновременностью прохождения фронта в пределах 0,1 мксек на площади по крайней мере $5 \times 5 \text{ см}^2$, если используется подходящий источник энергии. При усовершенствовании техники эта одновременность может быть еще улучшена.

4. Диагностика относительно проста. Может быть использована либо стандартная штыревая техника, либо оптическая методика исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андерсон Г., Нейлсон Ф., сб. «Взрывающиеся проводочки», ИЛ, 1963, стр. 88.

УСКОРЕНИЕ ТОНКИХ ПЛАСТИН С ПОМОЩЬЮ ВЗРЫВАЮЩЕЙСЯ ФОЛЬГИ

А. Гензер, Д. Вунш, Т. Соупс

Разработан способ ускорения тонких пластин до высоких скоростей с помощью взрывающейся фольги. Эти пластины, главным образом майларовые и люцитовые, площадью до $7,6 \times 7,6$ см² и толщиной 0,01—6,2 мм были использованы для получения больших кратковременных нагрузок в различных материалах с целью изучения их динамических свойств при высоких давлениях. Достигнуты скорости до $5 \cdot 10^5$ см/сек. Кратко описаны экспериментальное оборудование, включая систему конденсаторов, камеры, систему подсветки и т. д., а также детально рассмотрены конструкция преобразователя и его характеристики. Описаны методы определения скорости пластин и приведены фотографии пластин, движущихся с высокой скоростью.

Введение

По заданию Военно-воздушных сил США было необходимо исследовать воздействие на различные материалы и структуры кратковременных интенсивных внешних нагрузок. Типичными повреждениями материала при такого рода нагрузках являются расколы, внутренние разрывы (растрескивание, нарушение слоистости и т. д.), химические изменения и структурная деформация. Ранее ударное воздействие на материалы с помощью генераторов высокоинтенсивных плоских взрывных волн, находящихся в непосредственном контакте со средой, применялось для получения ударных волн высоких давлений [1, 2]. Эти способы первоначально были развиты с целью экспериментального определения динамического уравнения состояния материалов в условиях высоких давлений. Недавно еще более высокие давления были получены при ударах пластин, ускоренных с помощью генераторов высокоинтенсивных плоских взрывных волн [3—5]. Эти более высокие давления являлись результатом увеличения скорости передачи количества движения материалу мишени. Такие способы, вообще говоря, требуют применения специального оборудования и более длительной подготовки к

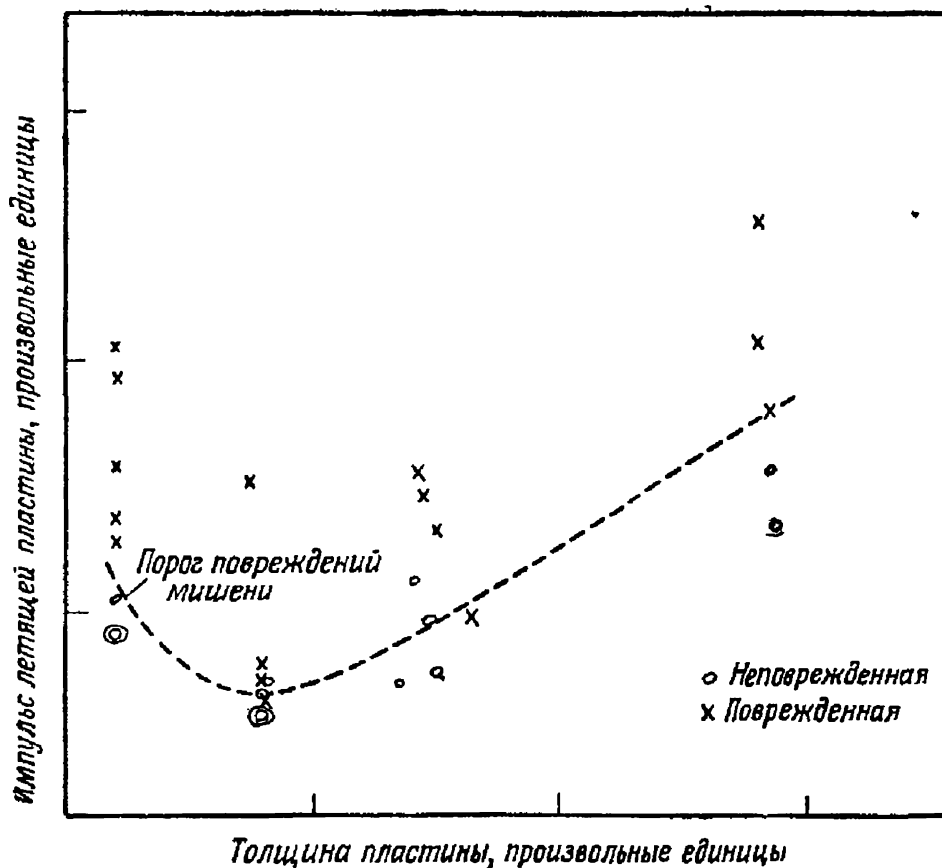
эксперименту. В работе [6] сделана попытка применить технику, лучше приспособленную для проведения экспериментов в лаборатории. Кратковременные ударные волны высокого давления были получены при ударе о мишень пластины, разогнанной с помощью пневматической пушки. Однако большинство этих способов сложно и, вообще говоря, не пригодно для ускорения достаточно тонких пластин.

Для ВВС представляло интерес исследовать динамику развития повреждений указанных выше типов в зависимости от таких параметров ударной волны, как ширина, форма и пиковое значение импульса давления. В связи с этим еще в 1959 г. началась лабораторная разработка способов, позволяющих исследовать эту проблему. Параметры импульсов давления, которые получались при ударе о мишень пластины, разогнанной с помощью взрыва фольги, изменялись в некотором диапазоне благодаря тому, что толщина пластины определяет длительность импульса, ее скорость — пиковое давление, а материал пластины и мишени, а также окружающая среда влияют на форму импульса. Если ускоряемая пластина и мишень изготовлены из одного и того же материала, то теоретически в мишени должна возникнуть прямоугольная ударная волна. Тонкие пластины ускоряются до больших скоростей прежде всего за счет образования облака металлических паров высокого давления вследствие быстрого джоулева нагрева алюминиевой фольги. Этот газ высокого давления затем ускоряет летящую пластину до еще более высоких скоростей. Испарение фольги осуществляется путем разряда через нее за очень короткое время системы конденсаторов с небольшим значением запасенной энергии.

Вообще говоря, чтобы получить одну точку искомой зависимости для каждой заданной пары толщин летящей пластины и мишени, необходимо несколько «выстрелов»; для выполнения этого требования техника применения пластин, ускоряемых взрывом фольги, была отработана настолько, что в течение 8 час можно было подготовить и провести 15—20 «выстрелов».

Когда ударная волна, возникшая при ударе пластины о мишень, достигает некоторой поверхности раздела,

например задней поверхности мишени, то в обратном направлении отражается волна разрежения, которая взаимодействует с «хвостом» падающей волны сжатия. Результирующее натяжение является суммой натяжений, сжатия и разрежения. Это суммарное натяжение растет с увеличением длительности всего процесса



Фиг. 1. Изменение порога появления повреждений в зависимости от толщины пластины.

Данная кривая получена путем экспериментального определения величины импульса, необходимого для образования повреждений при различных длительностях импульса.

и когда становится больше некоторого критического значения, характерного для каждого исследуемого материала, наблюдаются повреждения материала. На задних поверхностях мишеней при этом происходит откол частичек, улетающих с большой скоростью.

В отдельных сериях проведенных экспериментов изучалось поведение материала в зависимости от ширины;

формы и пикового значения импульса давления, а также от некоторых других условий проведения экспериментов, например в зависимости от того, находится ли исследуемый материал в вакууме или же в среде с высокой температурой. На фиг. 1 показана типичная кривая, полученная в этих экспериментах.

Аппаратура

Накопительная конденсаторная система состояла из четырех маслонеполненных конденсаторов емкостью 0,5 мкф, расположенных прямоугольником и соединенных параллельно (фиг. 2). Металлические части батареи были изготовлены из алюминия.

Площадка для проведения экспериментов располагалась над батареей. Объем, в котором происходил взрыв, мог быть откачан для работы в вакууме или же заполнен любым газом.

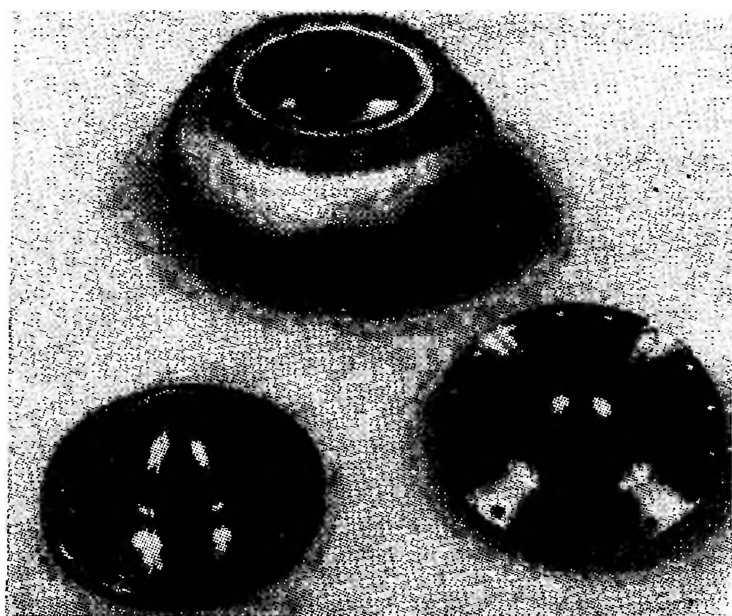
Конденсаторы заряжались от стандартного выпрямителя через сопротивление 3 Мом. Зарядный ток равнялся обычно 3,5 ма. Конденсаторы могли быть заряжены до 125 кв, а полная накопленная энергия равнялась приблизительно 16 000 дж. Полная емкость системы равна 2 мкф, а индуктивность — приблизительно 127 ммкген. При этом собственная частота системы при коротком замыкании составляла примерно $\frac{1}{3}$ Мгц, что соответствует первой четверти периода тока около $\frac{3}{4}$ мксек.

Система запускалась трехэлектродным герметическим разрядником, последний управлялся тиратроном с помощью импульсного трансформатора, на выходе которого генерировался управляющий импульс 45 кв. Искровой переключатель заполнялся азотом, давление которого с помощью водоструйного насоса могло изменяться от атмосферного до 4,1 ати, что позволяло запускать систему при различных напряжениях на конденсаторах и с надежным отпиранием. Искровой переключатель, как видно из фиг. 3, состоит из двух полусферических электродов радиусом 2,54 см, расстояние между которыми можно было изменять от 0,635 до 2,54 см. Электроды изготовлены из нержавеющей стали и имеют вольфрамовые наконечники. Кожух эллипсоидальной



Ф и г. 2. Общий вид экспериментальной установки и скоростных кинокамер (лаборатория импульсной техники).

A — кинокамера модели 189, использованная для фотографирования летящих пластин; *B* — кинокамера Динафакс, использованная для фотографирования узла мишени после удара; *C* — камера непрерывной развертки модели 439, использованная для фотографического определения скорости расширения; *D* — узел преобразователя и экспериментальная площадка; *E* — блок подсветки для камеры модели 189; *F* — линза Френеля и блок подсветки для камеры Динафакс.



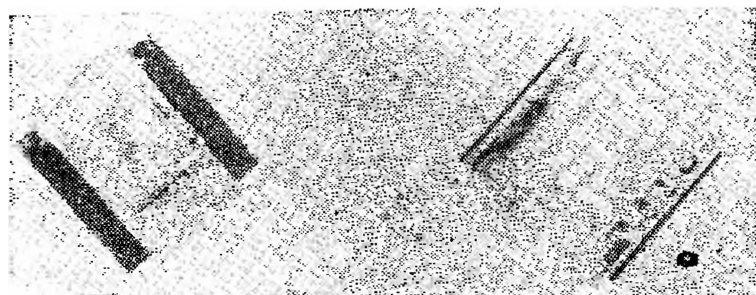
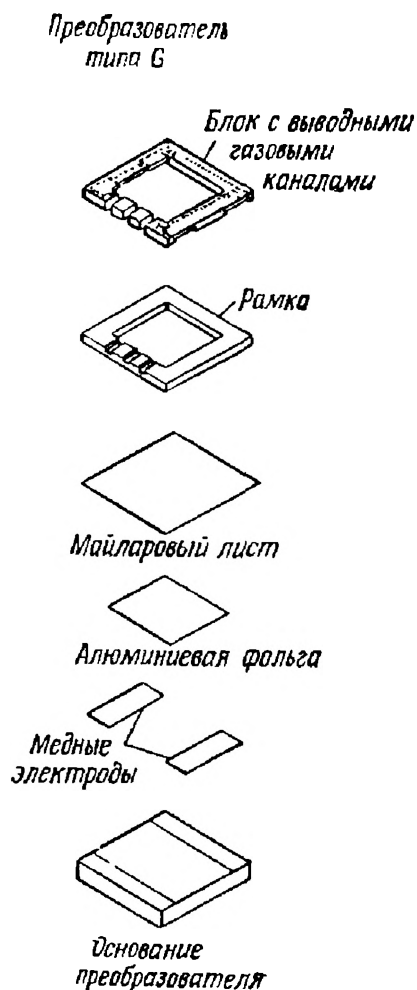
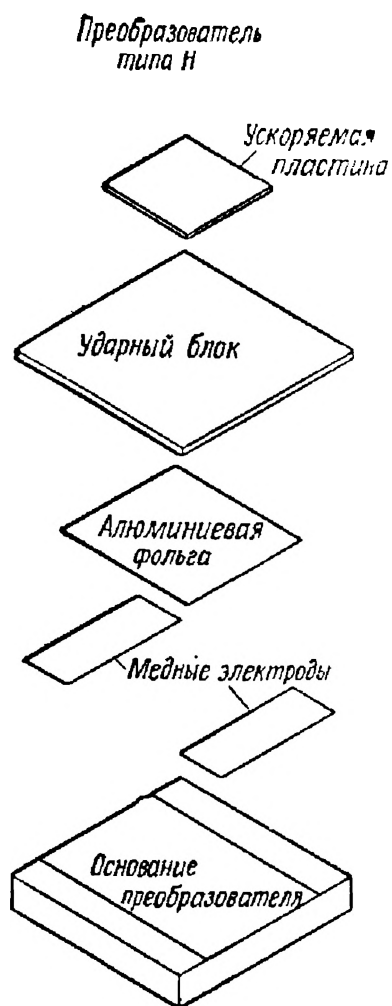
Ф и г. 3. Трехэлектродный управляемый искровой разрядник.

В качестве иллюстрации здесь показаны основные элементы переключателя, использованного в конденсаторной системе с запасенной энергией 16 кДж. Управляющий электрод коцентрически вмонтирован в нижний электрод, который находится под высоким отрицательным потенциалом.

формы с максимальным внешним диаметром 14,4 см изготовлен из целого куска нейлона. Поджигающим электродом является вольфрамовый стержень диаметром 1,6 мм, заключенный в изолирующую тефлоновую муфту диаметром 4,8 мм. Он размещен по центру нижнего основного электрода, который находится под высоким отрицательным потенциалом. Конец поджигающего электрода находится на одном уровне с поверхностью основного электрода. При напряжениях ниже 50 кВ переключатель надежно срабатывает несколько сот раз, но при напряжениях — 90—100 кВ примерно через каждые 10 разрядов переключатель необходимо чистить. Время срабатывания переключателя составляет доли микросекунды и имеет разброс около $\frac{1}{4}$ мксек.

Обсуждение

Наиболее сложным узлом описанной здесь техники получения импульсов давления является преобразователь. Было разработано несколько типов преобразователей, способных ускорять тонкие пластины до высоких скоростей. Для ускорения тонких майларовых пластин толщиной 0,076—0,254 мм применяли преобразователь типа G, показанный на фиг. 4. В качестве основы этого преобразователя используется квадратный люцитовый блок площадью $7,6 \times 7,6$ см², в середине которого делается выемка шириной 5,1 см и глубиной 0,10 мм. Затем к блоку клеим Истмен—910 приклеиваются медные электроды толщиной 0,127 мм. На электроды помещается алюминиевая фольга. Между фольгой и электродами наносится тонкий проводящий слой серебра. Фольгу нельзя связать с люцитом другим способом, так как это приводит к неоднородному испарению фольги. Поверх всего этого блока приклеивается лист майлара. Таким способом полностью герметизируется фольга, вследствие чего она при взрыве в этом ограниченном объеме приобретает более высокую температуру и, таким образом, давление за ускоряемой пластиной возрастает. Затем к майларовой пластине сверху приклеивается кусок люцита, в центре которого вырезано окно, соответствующее требуемым размерам ускоряемой пла-



Фиг. 4. Преобразователи типа G и H.

Схемы конструкций преобразователя типа G, использованного для ускорения тонких майларовых пластин толщиной 0,0254—0,254 мм, и преобразователя типа H для ускорения пластин толщиной 0,254—6,35 мм. Все части изготовлены из плексигласа, если не оговорен другой материал.

стины. Этот кусок люцита имеет отверстия для выхода газов и щели для наблюдения. Отверстия предназначаются для вывода газового потока, образующегося при взрыве, в таком направлении, чтобы не мешать наблюдениям за летящей пластиной. Щели для наблюдения служат для того, чтобы можно было с помощью скоростной камеры фотографировать майларовую пластину непосредственно после того, как она оторвется от основы. При отсутствии щелей светящиеся пары вызывают свечение всей боковой стороны люцитового блока и пластину нельзя увидеть до тех пор, пока не станет ясно видна верхняя часть люцитовой основы.

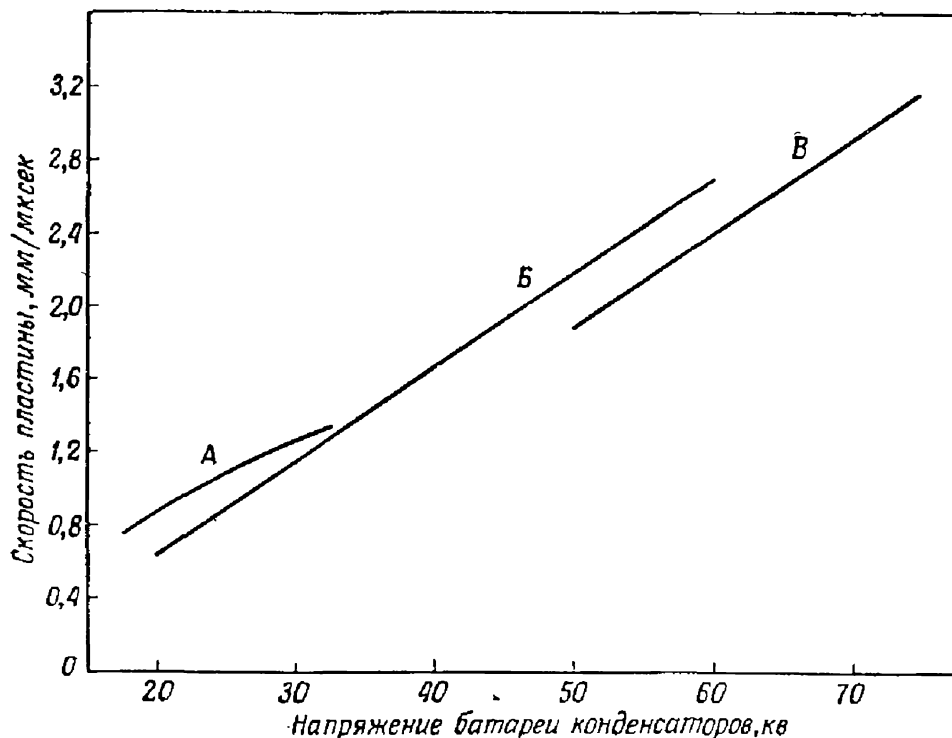
Для проведения эксперимента собранный преобразователь помещается между электродами конденсаторной батареи и его медные электроды прочно скрепляются с электродами батареи. При разряде батареи и испарении фольги пары алюминия благодаря их высокому давлению вырывают кусок майларовой пластины точно такого размера, как окно в верхнем куске люцита, и ускоряют его до высокой скорости.

Для ускорения пластин из люцита, полиэтилена, алюминия и других материалов толщиной 0,38—3,18 мм применяется преобразователь типа Н, который показан на фиг. 4. Основание, электроды и фольга подобны описанным выше, которые используются в преобразователе типа G. К ним приклеивается люцитовый блок толщиной приблизительно 3,18 мм. Затем поверх него располагается ускоряемая пластина из люцита площадью $38,1 \times 38,1$ мм². Для лучшего согласования ударного импеданса между ускоряемой пластиной и основанием наносится очень тонкая пленка минерального масла. При разряде батареи конденсаторов через нагрузку фольга испаряется и возникает ударная волна, идущая через люцитовый блок в ускоряемую пластину. Ускоряемая пластина получает достаточно большое количество движения для того, чтобы достигнуть скорости, значительно большей, чем скорость всего устройства, и затем отрывается от него.

Обычно применяли два типа преобразователей, которые только что были описаны. Однако некоторые параметры их приходилось изменять, чтобы получить

большой диапазон возможных скоростей для каждого типа ускоряемой пластины. Для достижения высоких скоростей при работе с любым преобразователем существенно, чтобы батарея конденсаторов разряжалась на фольгу как можно эффективнее. Эффективность разряда очень сильно зависит от напряжения на батарее конденсаторов, времени разряда и толщины фольги в преобразователе. Экспериментально установлено, что для каждого типа преобразователя существуют определенные толщины фольги и напряжения, при которых достигается наилучшая эффективность. Вообще чем выше напряжение, тем толще должна быть фольга, чтобы получить хорошую эффективность. Толщина фольги изменялась от 0,0043 до 0,0254 мм. Влияние толщины фольги на скорость пластины можно видеть на фиг. 5. При больших напряжениях для заданной массы фольги достигается предельное значение давления паров и кривые на фиг. 5 будут спадать. Время разряда существенно в том случае, когда желательнее получить за майларовым листом облако паров высокого давления за время, значительно меньшее времени, в течение которого ускоряемая пластина отрывается от листа и покидает преобразователь. Оно существенно также и при получении узкого импульса давления с очень крутым фронтом для передачи ускоряемой люцитовой пластине как можно большего количества движения. Длительность одиночного разрядного импульса, даваемого используемой батареей конденсаторов, приблизительно равна 1,5 мксек. При этом не получается «пауза тока», которая обнаруживается при работе с системами, дающими импульсы большей длительности и при более низких напряжениях. Самое большее, что можно видеть,— это незначительное нарушение непрерывности в осциллограмме тока. Чтобы охватить весь диапазон скоростей, представляющий интерес, необходимо для одного и того же типа ускоряемых пластин получать также и более низкие скорости. Этого нельзя достигнуть лишь с помощью запуска системы при более низком напряжении и, следовательно, при более низкой энергии, так как в этом случае фольга не испаряется однородно, а майларовая пластина при очень низких напряжениях

не «вырывается чисто». Следовательно, более низкие скорости можно получить не путем снижения эффективности передачи энергии разряда фольге, а скорее уменьшением эффективности передачи энергии от паров высокого давления ускоряемой пластине. В случае преобразователя типа G, когда ускоряемая пластина вырывается из майларового листа, это достигается путем



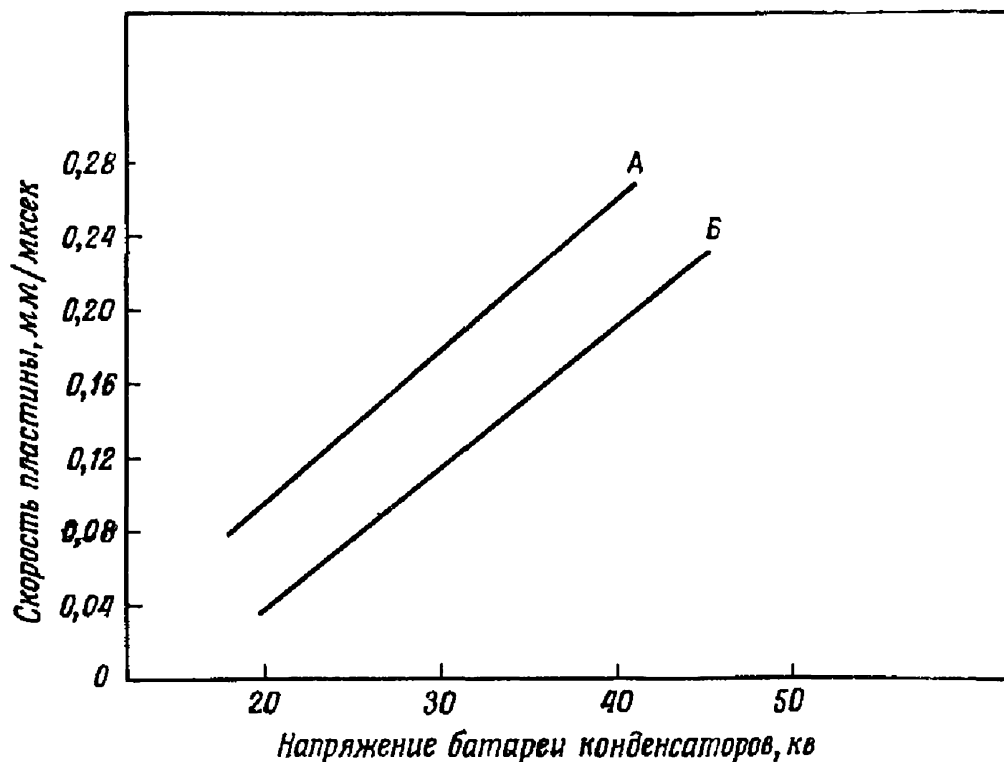
Фиг. 5. Скорость пластины в зависимости от начального напряжения.

Толщина алюминиевой фольги: А—0,0043 мм; Б—0,0127 мм; В—0,0254 мм. Заметен изгиб кривой для алюминиевой фольги толщиной 0,0043 мм, обусловленный малой массой фольги.

Преобразователь типа G, площадь ускоряемой пластины и фольги $2,5 \times 5,0$ см², толщина майларовой пластины 0,2 мм, толщина основания 1,27 см.

уменьшения толщины основания вплоть до того, что в качестве основания берется второй лист майлара. Таким образом, после взрыва фольги возникает высокое давление и опорная пластина отрывается, что приводит к резкому снижению высокого давления. При этом получают низкие значения скорости пластины и «чистое вырывание».

В случае преобразователя типа Н (люцитовая пластина) для снижения эффективности передачи энергии применим несколько другой способ. В этом случае просто увеличивают толщину куска люцита, лежащего непосредственно поверх фольги. Обычно применяют блоки толщиной 3,18—12,7 мм. Это приводит к увеличению



Фиг. 6. Скорость пластины в зависимости от начального напряжения.

Толщина ударного блока: А—3,17 мм; Б—6,34 мм. Преобразователь типа Н, толщина люцитовой пластины 0,8 мм, толщина алюминиевой фольги 0,0127 мм, толщина основания 1,27 см.

расстояния, которое должна пройти ударная волна, прежде чем достигнет ускоряемой пластины, и, таким образом, к ослаблению этой волны, так что ускоряемой пластине передается меньшее количество кинетической энергии. Влияние увеличения толщины блока на скорость пластины может быть прослежено по графикам фиг. 6. На фиг. 7—9 приведены графики зависимости скорости пластины от напряжения батареи для различных толщин и площадей пластин.

Таким образом, изменяя напряжение батареи и параметры преобразователя, как показано на приведенных выше графиках, можно получить любое значение скорости в пределах приемлемого диапазона.

Типичные ускоряемые пластины, их размеры и массы, а также примерные диапазоны скорости и эффективности передачи энергии приведены в таблице.

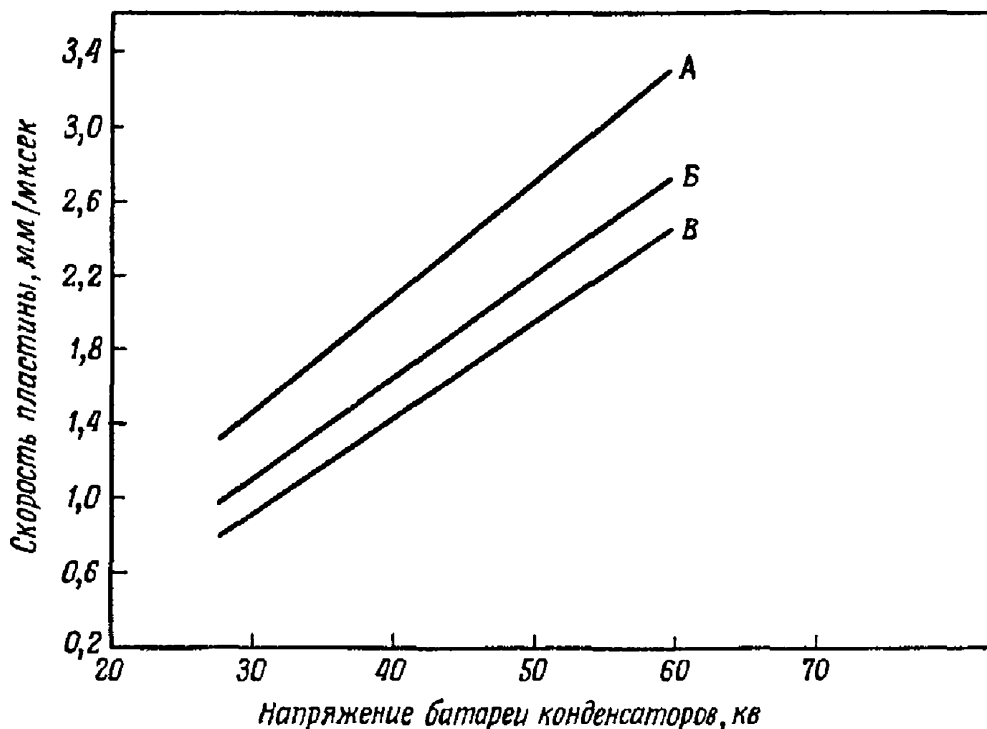
Диапазоны скорости и эффективности для различных преобразователей типа G и H¹⁾

Тип преобразователя	Ускоряемая пластина		Приближительная толщина, мм	Приближительная масса, г	Полученный диапазон скорости, мм/мксек	Полученный диапазон эффективности, %
	материал	размеры, см				
G	Майлар	2,5 × 5,0	0,13	0,23	0,2—3,0	20—50
G	"	2,5 × 5,0	0,20	0,37	0,2—5,0	20—50
G	"	2,5 × 5,0	0,25	0,45	0,2—4,5	20—50
G	"	5,0 × 5,0	0,13	0,45	0,2—2,5	20—40
G	"	5,0 × 5,0	0,20	0,75	0,2—3,0	20—40
G	"	5,0 × 5,0	0,25	0,90	0,2—3,5	20—40
H	Люцит	4,8 × 2,2	0,8	1	0,04—1	0,5—10
H	"	4,8 × 2,2	1,6	2	0,04—1	0,5—10
H	"	4,8 × 2,2	3,2	4	0,04—1	0,5—10
H	"	3,8 × 3,8	0,8	1,4	0,03—0,8	0,1—5
H	"	3,8 × 3,8	1,6	2,8	0,03—0,6	0,1—5

¹⁾ В таблице приведены наиболее типичные данные для пластин, ускоряемых с помощью преобразователей типа G и H. Вообще говоря, можно получить еще более низкие и более высокие значения скорости. Однако при более низких напряжениях пластины не вырываются однородно, а с ростом напряжения поверхность пластин искривляется. Плотность майлара приблизительно равна 1,39 г/см³, люцита — 1,18 г/см³.

Было спроектировано несколько различных типов преобразователей, пригодных для решения отдельных частных задач; некоторые из них показаны на фиг. 10. С их помощью ускоряли пластины из металла и пластмасс размерами до 7,6 × 7,6 см².

Были предприняты попытки изготовления различных типов преобразователей, предназначенных для получения более высоких скоростей ускоряемых пластин



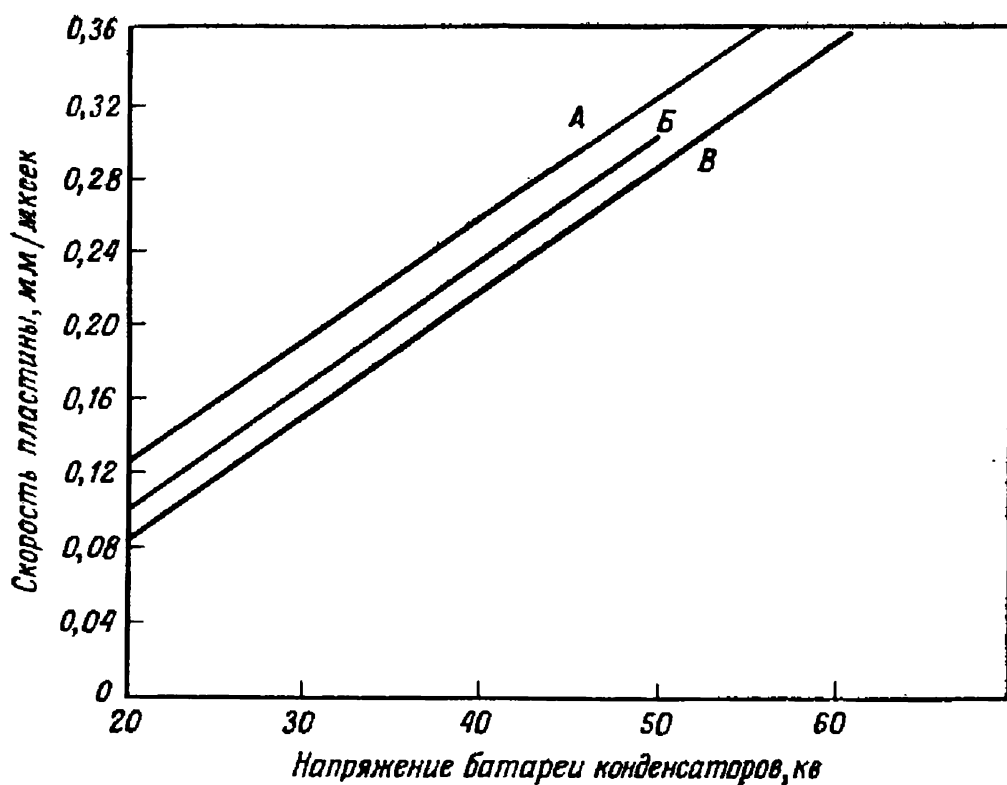
Фиг. 7. Скорость пластины в зависимости от начального напряжения.

Толщина майларовой пластины: А—0,127 мм; Б—0,203 мм; В—0,254 мм. Преобразователь типа С, площадь ускоряемой пластины и фольги $2,5 \times 5,0$ см², толщина алюминиевой фольги 0,0127 мм, толщина основания 1,27 см.

и более однородных и плоских ударов пластин о мишень. По-видимому, с описываемой системой достаточно легко можно получить скорости, вдвое большие достигнутых.

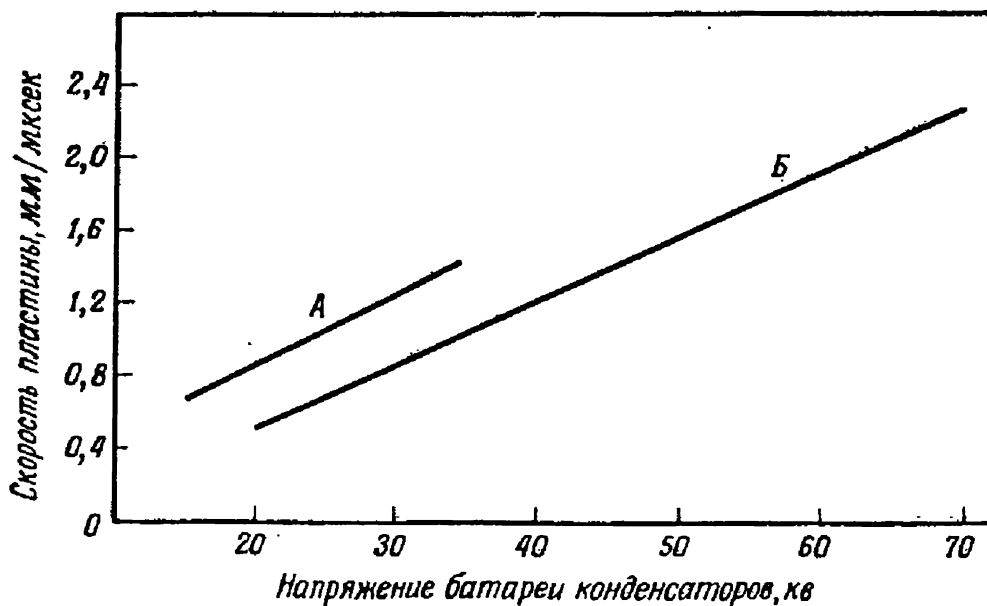
Диагностика

В каждом эксперименте применяли приборы как для электрической, так и оптической диагностики. Для измерения начального напряжения, до которого заряжены конденсаторы, использовался электростатический вольтметр с верхним пределом измерений 100 кВ. Следовательно, полная запасенная энергия могла быть рассчитана. Все сигналы электрической диагностики по



Фиг. 8. Скорость пластины в зависимости от начального напряжения.

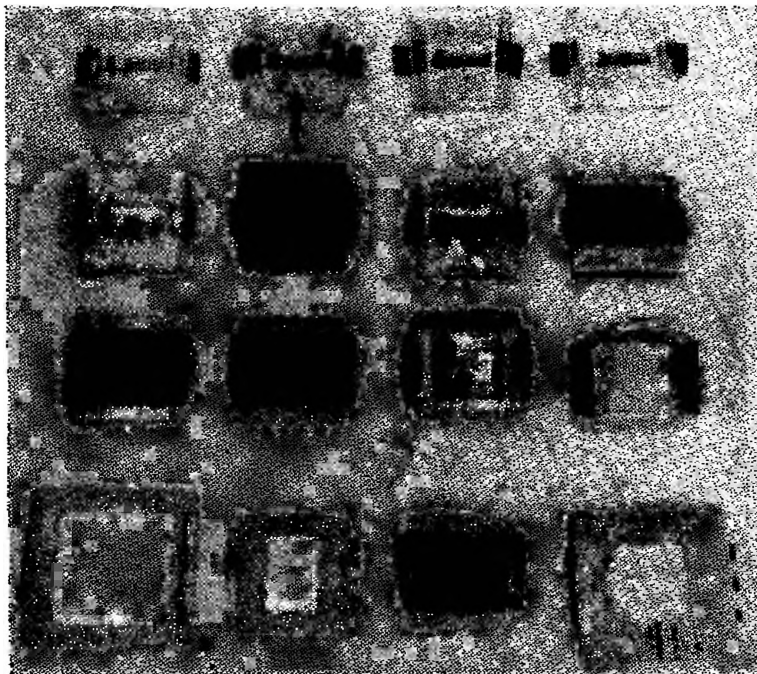
Толщина пластины: А—0,8 мм; Б—1,6 мм; В—3,2 мм.
 Преобразователь типа Н, площадь ускоряемой пластины $3,8 \times 3,8 \text{ см}^2$, толщина алюминиевой фольги 0,0043 мм, толщина основания 1,27 см.



Фиг. 9. Скорость пластины в зависимости от начального напряжения.

Площадь майларовой пластины: А— $2,5 \times 5,0 \text{ см}^2$; Б— $5,0 \times 5,0 \text{ см}^2$.
 Преобразователь типа С, толщина алюминиевой фольги 0,0043 мм, толщина майларовой пластины 0,2 мм, толщина основания 1,27 см.

кабелям Стирофлекс подавались на осциллографы, расположенные в электрически и магнитно экранированной комнате. Можно было записать такие параметры, как



Фиг. 10. Различные виды преобразователей.

Представлены преобразователи, предназначенные для различных целей. Слева направо и сверху вниз: тип А, майларовая пластина $2,5 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип В, майларовая пластина $2,5 \times 5,0 \text{ см}^2$, применяется в случае эвакуированного объема между пластиной и мишенью; тип С, наклонные отверстия для выхода газа с длинной стороны и майларовая пластина $2,5 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип D, отверстия для выхода газа со всех сторон и майларовая пластина $2,5 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип Е, щели для наблюдения и майларовая пластина $2,5 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип F, отдельный алюминиевый передающий блок толщиной $1,588 \text{ мм}$ и майларовая пластина $2,5 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип G, отражатели газа с короткой стороны и щели для наблюдения, майларовая пластина $2,5 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип H, ударный блок и люцитовая пластина $2,5 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип I, разрываемый люцитовый блок $5,0 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип J, разрываемая люцитовая фрезерованная пластина $5,0 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип K, люцитовая пластина $5,0 \times 5,0 \text{ см}^2$ поверх майларовой пластины $5,0 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип A, майларовый ограничительный блок и майларовая пластина $5,0 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип G, майларовая пластина $7,6 \times 7,6 \text{ см}^2$; тип G, майларовая пластина $5,0 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип H, люцитовая пластина $5,0 \times 5,0 \text{ см}^2$; тип G, майларовая пластина $5,0 \times 5,0 \text{ см}^2$, размеры преобразователя $10 \times 10 \text{ см}^2$.

di/dt , ток, напряжение, временные задержки, хронизирующие сигналы и мощность излучения. Вследствие того что время нарастания тока очень мало, а токи и напряжения велики, абсолютная точность измерений тока и напряжения была недостаточной. Однако форма кри-

вой di/dt является хорошим показателем степени согласования подобранной нагрузки с волновым сопротивлением батареи конденсаторов и эффективности разряда. В случае высокоэффективного разряда записанная кривая di/dt состоит лишь из одного полного цикла, соответствующего единичному импульсу тока. При пониженной эффективности разряда на кривой di/dt можно различить несколько циклов. В случае же низкой эффективности разряда на кривой наблюдается длительная осцилляция. Так как ускоряемая пластина начинает двигаться уже через несколько микросекунд, то энергия, вводимая в пары фольги в более поздние периоды, не оказывает влияния на ускорение пластины.

Для съемки ускоряемой пластины во время ее полета применялась скоростная кинокамера фирмы «Бекман и Уитли», модель 189. Эта высокоскоростная кинокамера позволяет получить 25 кадров с такой высокой скоростью съемки, как $4,3 \cdot 10^6$ кадров/сек. Обычно скорость съемки составляла 50 000—2 000 000 кадров/сек. В случае преобразователя типа G (майларовая пластина) полученные при взрыве фольги светящиеся пары дают достаточно света для освещения летящей пластины, чтобы обеспечить при киносъемке необходимую экспозицию. В случае преобразователя типа H (люцитовая пластина) для освещения летящей пластины необходимо было применять внешнюю подсветку. Для подсветки использовали ксеноновую импульсную лампу с цилиндрической линзой из плексигласового стержня, запускаемую цепью поджига всей системы. Длительность подсветки составляла приблизительно 150 мксек [7].

Для фотографирования мишени после удара пластины применялась камера Динафакс фирмы «Бекман и Уитли». Эта камера позволяет получить 224 кадра со скоростью 26 000 кадров/сек. При съемках с этой камерой для подсветки использовался селекторный блок фирмы «Бекман и Уитли».

Из соображений безопасности батарея конденсаторов управляется из комнаты, соседней с установкой, где сосредоточены приборы контроля и управления. Из этой комнаты осуществляется управление питанием установки, давлением газа в переключателе, соленоид-

дами фотокамер на осциллографах, скоростью съемки кинокамер, работающих в непрерывном и дискретном режимах, и запуском всей системы.

Для успешного применения метода ускоряемых пластин требуется точно определять величину импульса, который летящая пластина передает материалу мишени. В данных экспериментах это условие выполнялось благодаря точному знанию массы, площади и скорости летящей пластины перед соударением.

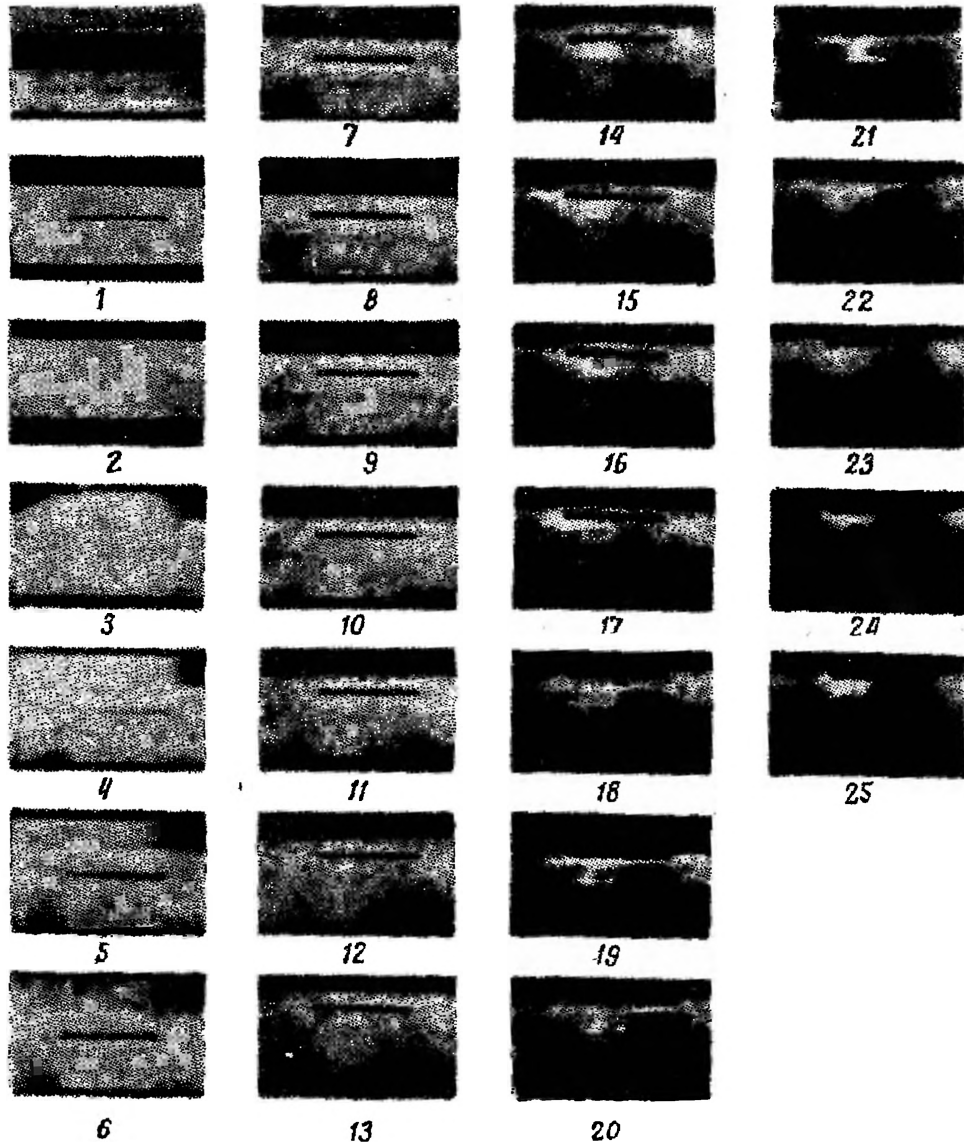
Масса майларовой пластины рассчитывалась по известной плотности майлара и измеренным размерам отверстия в листе майлара, образовавшегося после отрыва пластины. Люцитовая пластина обмерялась и взвешивалась до опыта.

Скорость летящих пластин определяли по снимкам, полученным с помощью высокоскоростных кинокамер в каждом «выстреле». Примеры таких фотографий показаны на фиг. 11 и 12.

В большинстве экспериментов очень важно точно определять скорость пластины при каждом «выстреле», так как этот параметр в любом эксперименте оказывает наибольшее влияние на конечный результат. Например, если для установления уравнения состояния путем измерения лишь скорости летящей пластины и скорости свободной поверхности применяют метод Альтшулера [4], то очень важно точно измерить скорость летящей пластины.

Обычно за время полета ускоряемой пластины с помощью высокоскоростной камеры удавалось получить 20 кадров на 35-миллиметровой пленке. Негативная пленка промерялась на компараторе Ричардсона для определения смещения изображения летящей пластины при переходе от кадра к кадру. Эти смещения находили путем измерения расстояния от края кадра до объекта на каждом кадре и вычитания результатов измерений для двух последовательных кадров. Однако вследствие вращения зеркала высокоскоростной камеры поле зрения и общие размеры кадра при переходе от кадра к кадру изменяются [8]. Таким образом, чтобы определить точное перемещение летящей пластины, результаты непосредственных измерений по полученным сним-

кам должны быть умножены на поправочные коэффициенты, учитывающие смещение поля зрения и

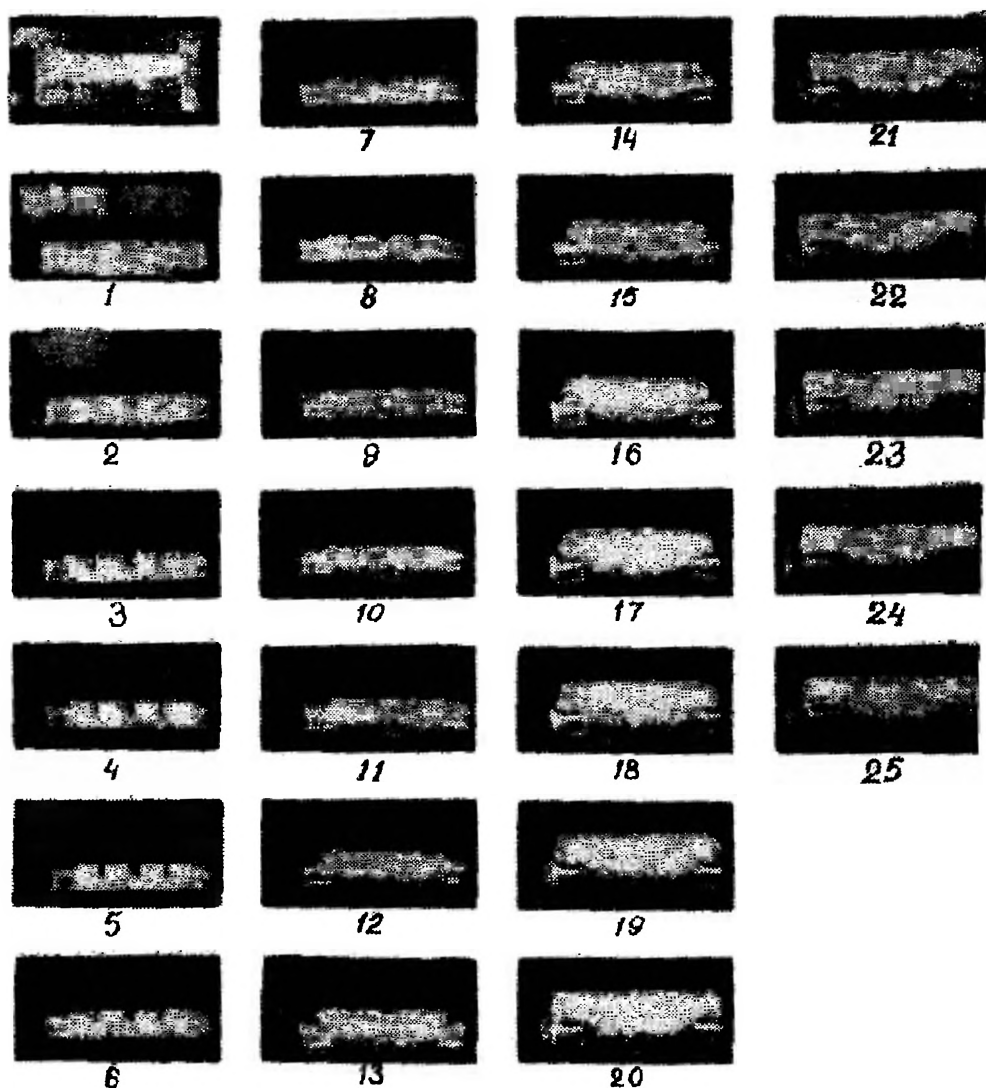


Фиг. 11. Кадры скоростной киносъемки майларовой пластины, ускоренной преобразователем типа С.

Эти кадры, отснятые камерой модели 189, того же типа, что использованные для определения скорости тонких майларовых пластин. Подсветка при съемке не использовалась, так как свечения среды между майларом и горячим ускоряющим газом достаточно для того, чтобы обеспечить необходимую экспозицию.

изменение размеров кадра. Результаты измерений по фотографиям и значения скорости съемки вводились в вычислительную машину одновременно с коэффициентами,

учитывающими увеличение и смещение края кадров. Полученные результаты аппроксимировались прямой с применением метода наименьших квадратов. Линейное



Фиг. 12. Кадры скоростной киносъемки люцитовой пластины, ускоренной преобразователем типа Н.

Эти кадры, отснятые камерой модели 189, того же типа, что и использованные для определения скорости тонких люцитовых пластин. Чтобы выделить контур пластины в полете, при съемке применялась подсветка ксеноновой импульсной лампой через цилиндрическую плексигласовую линзу. Пластина, ударившись о мишень, отражается от нее.

приближение применялось потому, что из многочисленных измерений известно, что летящая пластина испытывает неизмеряемое ускорение или замедление лишь

в течение времени, когда она фотографируется непосредственно перед ударом. Явно ошибочные промеры пленки легко могут быть обнаружены и выброшены. По остающимся данным вновь находилось исправленное значение скорости. Независимые определения скорости производились на трех различных участках вдоль пути пролета пластины. Окончательно исправленное и усредненное значение скорости вводилось в вычислительную машину, а на выходе печатались значения количества движения, кинетической энергии, ошибок и других параметров, представляющих интерес [9].

Подобный метод применялся для определения скорости мишени после удара пластины. На пленке, отснятой камерой Динафакс, промерялись смещения изображения мишени при переходе от кадра к кадру и с учетом известных увеличения и скорости съемки вычислялась скорость мишени. Фотографии, полученные с камерой Динафакс, можно использовать также для установления того факта, что все повреждения обусловлены лишь летящей пластиной, а не ударом мишени о препятствие или происходящим позднее ударом основания преобразователя. Совершенно необходимо определять скорость летящей пластины при каждом «выстреле». Фотографические методы, развитые авторами с этой целью, идеально удовлетворяют этому требованию в первую очередь потому, что они являются пассивными измерениями, не влияющими на ход эксперимента, и дают некоторую информацию о других параметрах эксперимента, таких, как физическое состояние летящей пластины перед соударением и плоскостность соударений пластин.

Наряду с фотографическими применяли также и другие методы, например штыревые, для контроля измерений скорости. Полученные результаты согласуются вполне хорошо, если в случае штыревых измерений ввести поправку на перекосящую летящую пластину, обусловленную штырями. Измерения скорости при каждом «выстреле» необходимы также и потому, что, помимо величины запасенной в конденсаторах энергии, имеется много других параметров, которые приводят к изменению скорости. Другими словами, при заданном напряжении батареи конденсаторов скорость летящей пластины не

остаётся постоянной. Низкая эффективность передачи энергии разряда в фольгу или возникновение дуги между электродами и металлическими деталями установки приводят к значительно более низкой скорости пластины, чем можно было бы ожидать. При работе в вакууме не получают высокой скорости, так как некоторое время в течение процесса испарения сопротивление паров фольги оказывается больше, чем сопротивление вдоль свободного от паров пути между электродами по воздуху, и, таким образом, некоторая доля энергии рассеивается дугой в парах материала фольги, а не идет на нагрев фольги. Более высокие скорости будут получаться в случае повышения качества электрических контактов, что скажется в увеличении тока через нагрузку. Разброс значений скорости, измеренных при заданных условиях эксперимента, выходит за пределы точности определения скорости. Следовательно, эти изменения скорости могут быть учтены лишь в том случае, когда измерения скорости проводятся в каждом «выстреле».

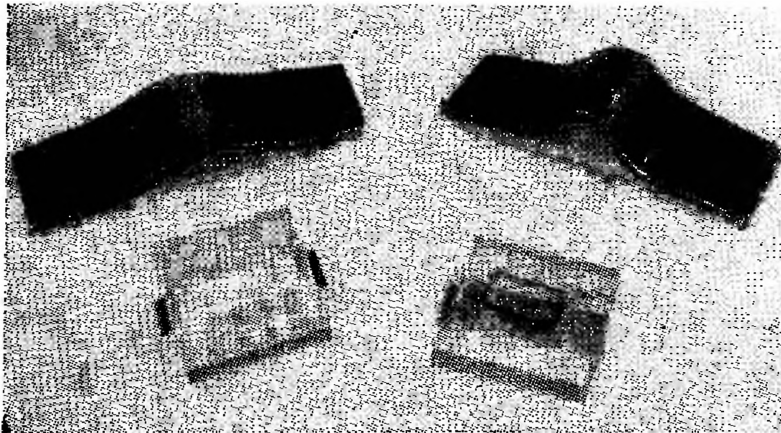
Как отмечалось выше, по фотографиям летящей пластины можно определить степень плоскостности удара и состояние летящей пластины перед ударом. Если в преобразователе типа G или другом подобном преобразователе вместо листа майлара использовать лист люцита, то можно обнаружить, что в общем люцитовая пластина перед ударом разрывается на много кусков или же сильно перекашивается. При использовании фотографирования такие выстрелы можно исключить из рассмотрения и таким образом повысить общую надежность и точность данных экспериментов.

Единственный недостаток этих фотографических методов заключается в том, что для точных измерений скорости необходимо проследить за полетом пластины на достаточно большом расстоянии. В данных экспериментах это расстояние составляло 6,35—19,05 мм. Столь большая длина пути в воздухе при атмосферном давлении может привести к образованию предшествующей движущейся пластине ударной волны, создающей в материале мишени слабую ударную волну, действие которой обычно перекрывается значительно более силь-

ной ударной волной, возникающей при ударе пластины. Этот эффект наблюдается даже при исчезающе малом пути пролета пластины в воздухе при атмосферном давлении, однако влияние этих слабых воздушных ударных волн может быть полностью устранено при проведении экспериментов в высоком вакууме.

Результаты

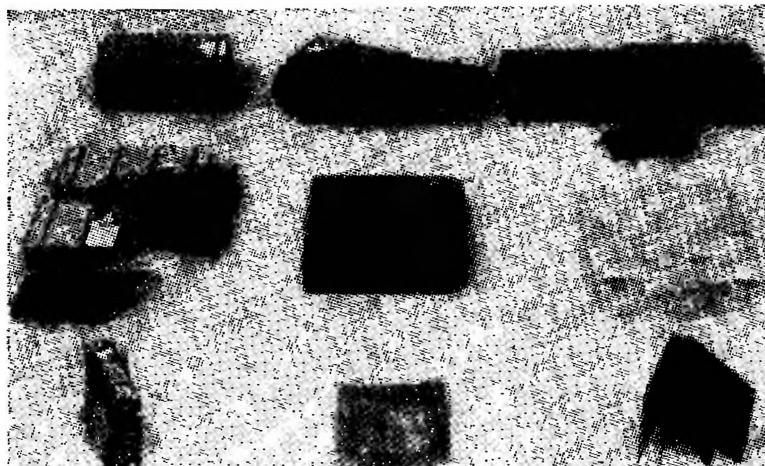
На фиг. 13 и 14 показаны различные типы повреждений, обусловленных рассмотренными выше ударными волнами высокого давления и короткой длительности. На фиг. 13 видно, что длительная и очень короткая



Фиг. 13. Различия в действиях длинного и короткого импульсов давления.

импульсные нагрузки приводят к совершенно различным типам повреждений. Здесь справа показан кусок свинцовой пластины толщиной 6,35 мм после удара люцитовой пластиной толщиной 3,175 мм, ускоренной преобразователем типа Н. Продолжительность нагрузки, действующей при ударе ускоренной пластины, приблизительно равна 2 мксек. Под влиянием этого импульса произошла главным образом структурная деформация. Слева показан другой образец свинца толщиной 6,35 мм, подвергшийся удару майларовой пластиной толщиной 0,203 мм, ускоренной преобразователем типа Г. Вследствие удара произошло откалывание частиц свинцовой

пластины, обусловленное более высоким пиковым давлением в ударной волне. Длительность нагрузки при ударе майларовой пластины равна около 0,2 мксек. Оба удара соответствуют приблизительно одинаковому



Ф и г. 14. Различные типы повреждений, полученные на материалах разной формы.

Слева направо и сверху вниз: внутреннее растрескивание, отделение подложки и отколы от нее; структурная деформация, расщепление и разделение на наклонные слои; повреждение связи и внутренний откол от внешнего материала; внутренний откол, повреждение ограничительной пластины и откол покрытия этой пластины; откол элемента кристаллической структуры; откол большой площади однородного пластика, обусловленный длительной импульсной нагрузкой; сжатие материала, поглощающего ударные волны, и снос внешнего покрытия; откол от передней поверхности эластичного покрытия; расщепление фиброгласа.

импульсу, но приводят к совершенно различным типам повреждений. На фиг. 14 показаны другие типы повреждений, полученные на различных материалах.

Заключение

Описанный метод имеет много различных приложений. Этот метод с небольшими модификациями может применяться при проведении многих типов экспериментов, включая гидродинамические исследования ударных волн. Например, фольга, взорванная непосредственно у поверхности материалов, также может возбудить сильные ударные волны. Но параметры падающего на

материал импульса недостаточно хорошо известны главным образом вследствие ненадежных электрических измерений в быстро разряжающихся системах. Однако этот метод хорошо применим в исследованиях уравнения состояния для генерации плоских волн, так как в этих экспериментах измеряют скорость ударной волны и скорость частиц.

Таким образом, очевидно, описанный здесь и подобные ему методы получения плоских волн короткой длительности должны найти широкое применение в других экспериментальных лабораториях. С его помощью можно исследовать динамику материалов в области очень коротких импульсных нагрузок. Он поможет разработке новых материалов, которые могли бы противостоять воздействию сильных кратковременных ударных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Walsh J., Christian R. H., *Phys. Rev.*, **97**, 1544 (1955).
2. Walsh J. M., Rice M. H., McQueen R. G., Darger F. L., *Phys. Rev.*, **108**, № 2 (1957).
3. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Леденев Б. Н., Жучихин В. Л., Бражник М. И., *ЖЭТФ*, **34**, 606 (1958).
4. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б., Баканова А. А., Трунин Р. Ф., *ЖЭТФ*, **38**, 573 (1960).
5. McQueen R., Marsh S. P., *J. Appl. Phys.*, **31**, 1253 (1960).
6. Lundergan C. D., A Method of Measuring the Parameters of Impact between Two Plane Surfaces, Sandia Corp., Albuquerque, New Mexico (в печати).
7. Guenther A. H., A Non-Explosive Back Light for High-Speed Framing Camera, Kirtland Air Force Base, Albuquerque, New Mexico, TR-61-76 (в печати).
8. Wunsch D. C., Guenther A. H., Field Shift in High-Speed Framing Cameras, TR-61-76 (в печати).
9. Weis C., Sanchez E., Guenther A. H., Analysis of Flying Plate Experiments, TR-61-74 (в печати).

ПОЛУЧЕНИЕ АЭРОЗОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ ВЗРЫВА ПРОВОЛОЧЕК

Ф. Кариорис, Б. Фиш, Г. Ройстер

При взрыве проволочек при различных напряжениях от 1 до 18 кв с помощью батареи конденсаторов емкостью 20 мкф большая часть материала проволочки переходит в дисперсную фазу — твердую аэрозоль. При взрыве неблагородных металлов в воздухе получены типичные дымы, содержащие частицы окислов, а при взрыве серебряных, золотых и платиновых проволочек в воздухе или алюминевых и медных в аргоне — мелкие металлические частички. Начальные размеры частичек и распределение их по размерам связаны с напряжением на конденсаторах, при котором произведен взрыв. Кривые выхода аэрозолей при взрывах медной и урановой проволочек рассмотрены с точки зрения ранее описанных закономерностей явления взрыва. Этот метод вполне пригоден для получения малых количеств твердых аэрозолей.

Введение

Ниже описывается состояние ведущейся сейчас работы по применению явления взрыва проволочки в целях получения и рассеяния твердых аэрозолей. Экспериментальная работа состоит в том, что различные проволочки взрываются электрическим разрядом при контролируемых условиях, и затем дым, который получается при взрыве, собирается и исследуется. Рассматривались выход, воспроизводимость, химический состав, размеры частиц и распределение частиц по размерам дисперсной фазы твердых аэрозолей, которые могут быть получены после взрывов проволочек. Очевидно, что свойства аэрозолей зависят от электрических параметров установки, использованной для взрыва проволочки, однако детальное исследование этой зависимости еще не завершено.

Первоначально задача экспериментов с взрывающейся проволочкой, использованной как генератор аэрозолей, заключалась в получении малых количеств радиоактивного дыма окиси урана [1]. Этот дым вводился подопытным животным [2] с целью изучения опасно-

сти ингаляции, типичной для некоторых установок атомной промышленности. Хотя известно много способов образования и рассеяния аэрозолей, все они не пригодны для проведения небольших экспериментов с высокоактивными материалами. Для этой цели вполне пригоден разряд батареи конденсаторов емкостью 20 мкф, заряженных до 10 кВ, через узкую полосу обогащенной урановой фольги. Впоследствии измерения были проведены с 15 различными металлами; они показали, что выход аэрозоли достаточно высок и устройство с взрывающейся проволокой пригодно для получения и рассеяния твердых аэрозолей с различными химическими и физическими свойствами [3].

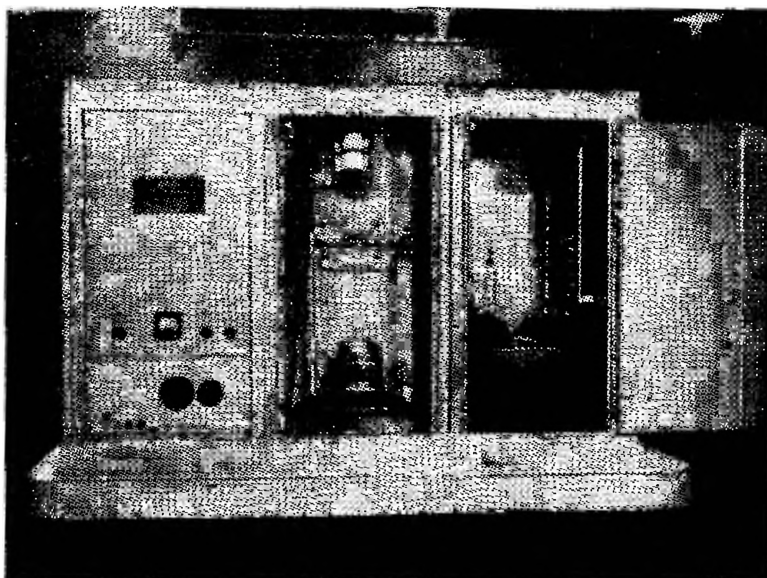
В настоящей статье главным образом описывается работа с урановыми и медными окисными аэрозолями. Полученные результаты наводят на мысль, что характеристики аэрозолей зависят от природы электрического разряда. Форма кривых выхода аэрозолей может быть объяснена на основе ранее описанных свойств явления взрыва проволоки. Возможно, что дальнейшая работа в этом направлении поможет разъяснить некоторые свойства металлов или определенных фаз явления взрыва проволоки.

Аппаратура и порядок проведения эксперимента

Используемая аппаратура была спроектирована с учетом требований техники безопасности для защиты персонала от электрического удара и опасности ингаляции, которая существует при взрыве радиоактивных или химически токсичных материалов. Все компоненты электрической цепи помещались в заземленный металлический шкаф с блокировочными выключателями на всех дверцах и высоковакуумным реле для безопасного снятия остаточного напряжения на конденсаторе (фиг. 1). Взрывная камера расположена за люцитовым листом, который также заблокирован вакуумным реле. В большинстве экспериментов для предотвращения попадания токсичных материалов в атмосферу взрывная камера включалась в замкнутую систему. При работе с очень токсичными материалами применялся двойной кон-

тейнер, а для уменьшения опасности для персонала в случае повреждения контейнера была спроектирована вентиляционная система лаборатории.

Электрическая цепь для взрыва проволочки содержит батарею конденсаторов емкостью 20 мкф, которая может быть заряжена до напряжения 20 кВ и затем разряжена через проволочку с помощью простого последовательно включенного сферического разрядника. В экспериментах емкость оставалась постоянной. Пиковое значение тока, измеренное с помощью парковского шунта, достигало 60 ка [4, 5].

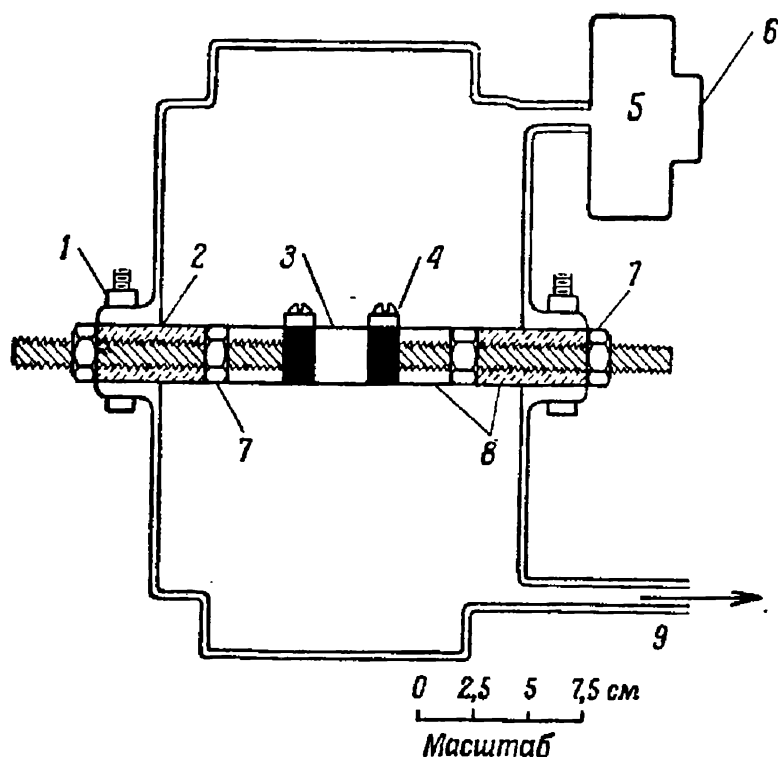


Фиг. 1. Установка для взрыва проволочек.

Взрывная камера была изготовлена из материалов, которые можно было легко обеззараживать, а ее конструкция позволяла наблюдать проволочку, взрыв и образующиеся аэрозоли (фиг. 2). Проволочка, предназначенная для взрыва, закреплялась между двумя электродами из нержавеющей стали, расположенными на люцитовом диске толщиной 2,54 см и диаметром 25,4 см, который зажимался между двумя стеклянными колпаками. Внутренние полости этих колпаков общим объемом 4,7 л сообщались друг с другом, что позволяло контролировать состав атмосферы в объеме и удалять

из него образовавшиеся после взрыва аэрозоли. Система могла быть наполнена воздухом или инертными газами при различных давлениях.

Для изучения выхода аэрозолей при взрыве проволоочки в воздухе эксперимент проводился в следующем



Фиг. 2. Схема взрывной камеры.

1 — зажим; 2 — основная посадка стекла; 3 — проволочка; 4 — зажимное приспособление; 5 — осушающий фильтр; 6 — воздух; 7 — контргайка; 8 — люцит; 9 — дым.

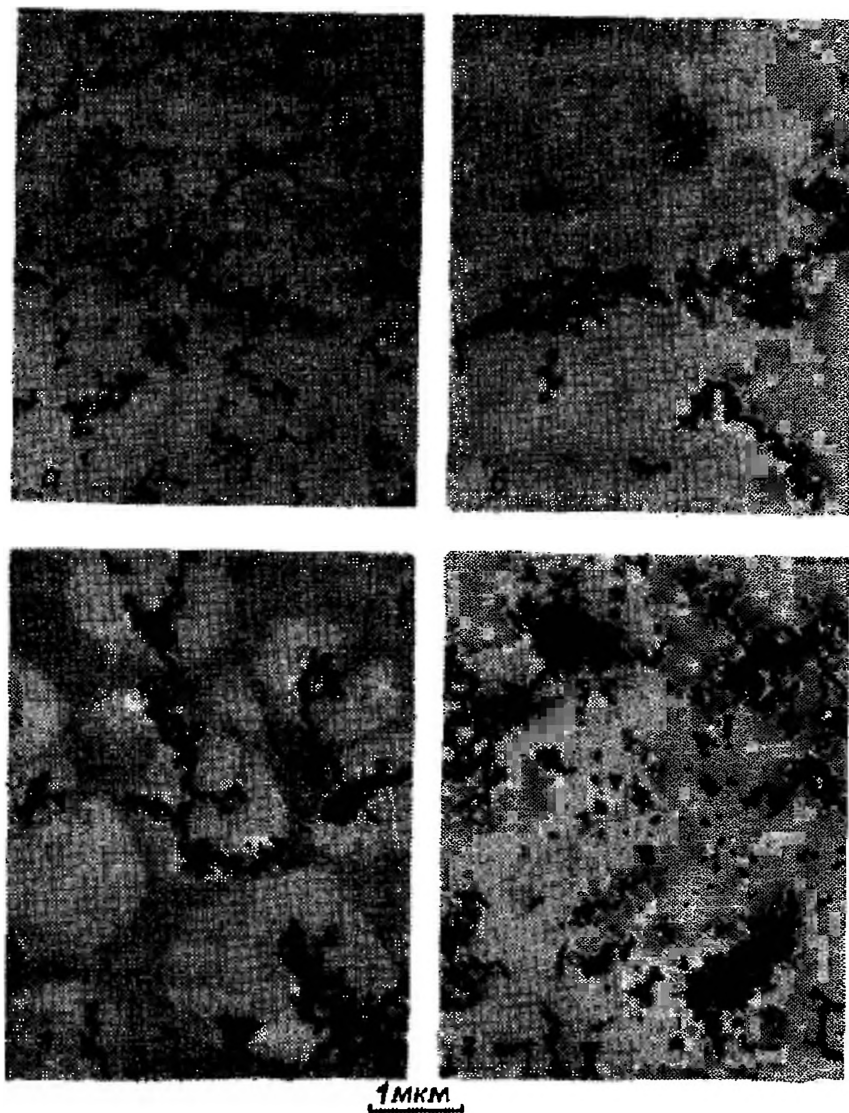
порядке. Сначала в камере закреплялся предварительно взвешенный образец проволоочки. Затем по замкнутой цепи, составленной из осушительной колонки, камеры, мембранного фильтра, ротаметра и насоса, прогонялся сухой воздух. Проволочка взрывалась в то время, когда в системе шел воздух и аэрозоли собирались на фильтре. Выход (в процентах) определяли путем умножения на 100 величины отношения массы собранных аэрозолей к массе взорванной проволоочки. При известном составе аэрозолей, как в случае урана, выход может быть отнесен к массе металла, восстановленного из аэрозоли. Собранный на фильтре осадок

может быть проанализирован по дифракции рентгеновских лучей, химическим или радиоактивным методами либо, наконец, он может быть исследован электронным микроскопом или по дифракции электронов. После нескольких взрывов может быть собран достаточный материал для проведения анализов по адсорбции газа или же путем повторного распыления. Для проведения других исследований частички, образовавшиеся при взрыве проволочки, могут быть удалены из камеры потоком газа.

Частички и их размеры

Твердые аэрозоли, образованные при взрывах проволочки, являются типичными дымами. Это видно из фиг. 3, на которой показаны полученные на электронном микроскопе фотографии частичек, собранных с помощью термического осаждения после взрывов различных проволочек. В случае окиси урана (фиг. 3, *a*) первоначально размер частичек составляет около 0,03 мкм и они располагаются в виде цепочек аналогично дымам. Подобными же характеристиками обладают частички аэрозолей 15 металлов.

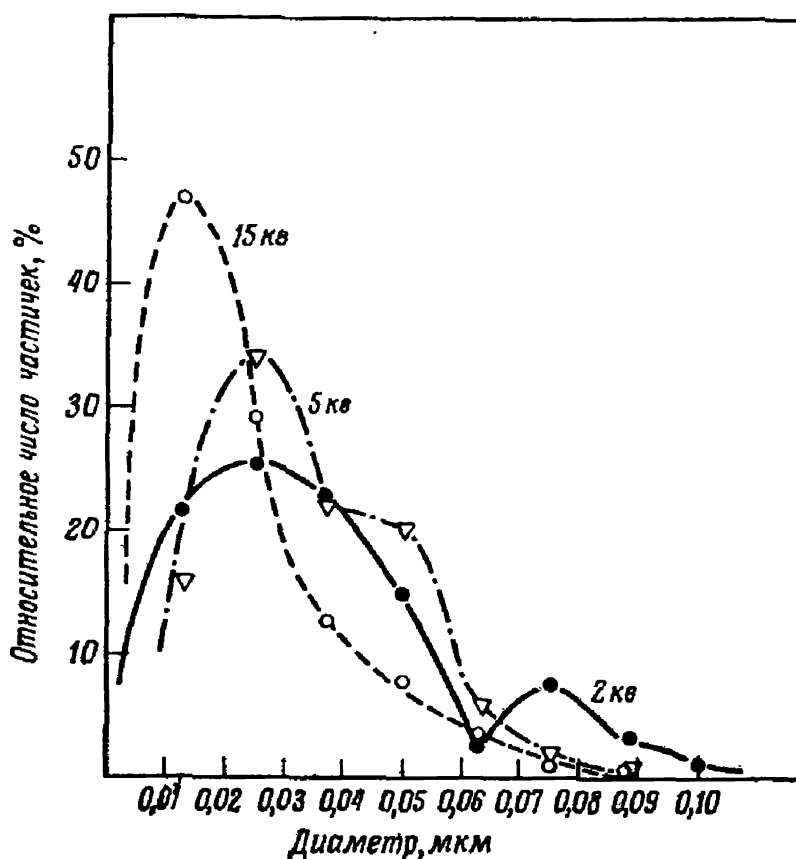
Данные, приведенные на фиг. 4, показывают, что первоначально размер частичек и их распределение по размерам могут зависеть от напряжения, при котором взорвана проволочка. При уменьшении напряжения взрыва имеется тенденция к увеличению первоначальных размеров частиц и к расширению диапазона изменения их размеров. Подобный эффект имел место в случае аэрозоли ThO_2 , полученной при взрыве [6]. Этот эффект может быть связан с неоднородностями, которые наблюдались при взрывах проволочек при низких напряжениях [7]. Капельки, образованные при взрывах проволочек и исследованные с помощью рентгеновских лучей [8], по-видимому, не будут наблюдаться в аэрозолях, если их диаметр превышает несколько микрон. Потери капельных частичек на стенках взрывной камеры оказывают заметное влияние на выход аэрозолей при низких напряжениях. При напряжениях, едва достаточных для взрыва проволочки, эти капельки



Ф и г. 3. Фотографии аэрозолей, образовавшихся при взрывах различных проволочек, полученные на электронном микроскопе.

a — частички U_3O_8 после взрыва урана в воздухе при напряжении 15 кв; *б* — частички ThO_2 после взрыва тория в воздухе при 10 кв; *в* — частички меди после взрыва в аргоне при 10 кв; *г* — частички серебра после взрыва в воздухе при 10 кв.

довольно велики и могут быть видны как отдельные пятна на внутренней поверхности взрывной камеры. При более высоких напряжениях после 10—20 взрывов на



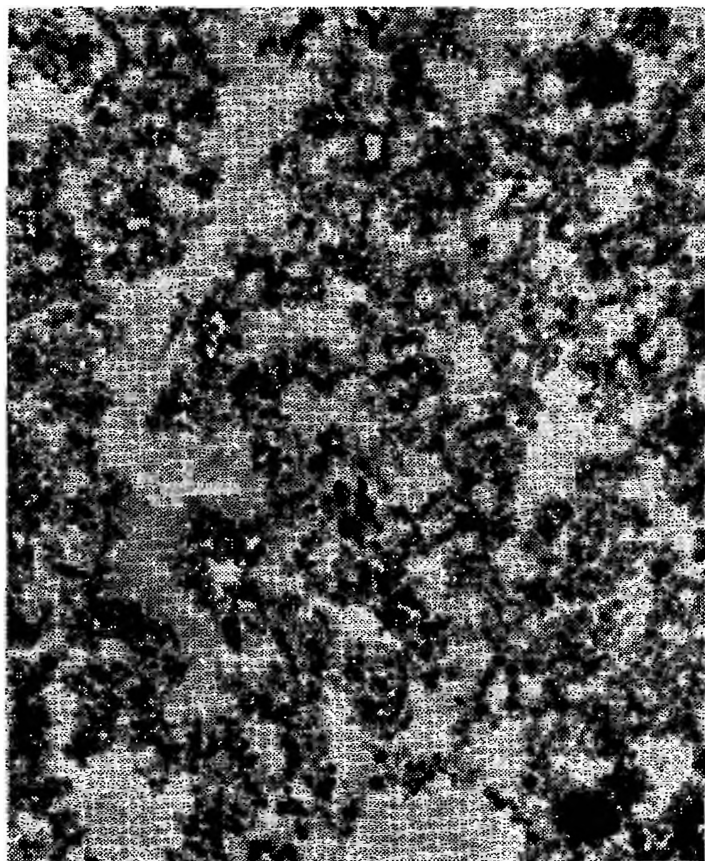
Фиг. 4. Распределение по размерам частиц, полученных при взрывах урановых проволочек. (Относительное число частиц подсчитывалось в каждой группе через 0,013 мкм прироста диаметра.)

стенках камеры можно видеть прозрачную, резко ограниченную пленку.

Химический состав

Взрыв серебряных, золотых или платиновых проволочек в воздухе дает аэрозоль, состоящую скорее из металлических, а не окисных частиц. Так как ранее сообщалось, что при катодном распылении серебра и платины образуются окислы этих металлов [9], то для образцов аэрозолей серебра и платины была заново

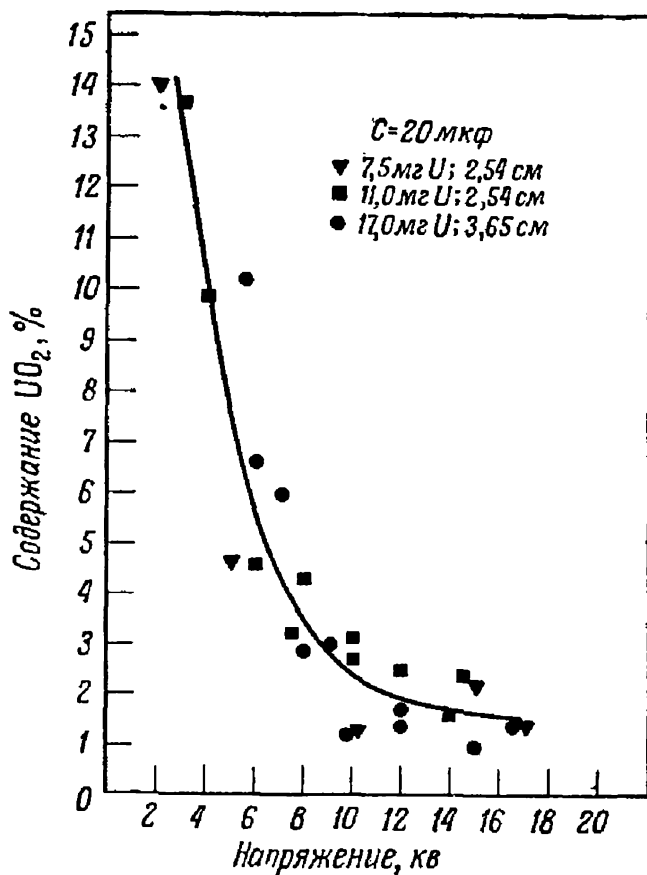
получена дифракционная картина с улучшенной настройкой для того, чтобы усилить линии окислов. При повторении рентгеновского дифракционного анализа не было найдено ничего похожего на линии окислов. Отсюда был сделан вывод, что, если окислы серебра и платины и существуют в аэрозоли, их содержание не превышает 1% от массы образца.



Фиг. 5. Частички алюминия, образовавшиеся при взрыве в аргоне.

Как можно было ожидать, при взрыве металлов в аргоне образуются аэрозоли, состоящие из металлических частичек. Исследования были проведены в связи с тем, что может представить интерес возможность получения аэрозолей, состоящих скорее из проводящих, чем из непроводящих частиц, или же возможность получения воспроизводимых металлических частиц с размерами, много меньшими, чем получаемые при других

методах. С помощью дифракции электронов и рентгеновских лучей была проведена проверка, состоят ли частички аэрозоли, полученные при взрыве медной проволочки в аргоне, из металлической меди. Образец аэрозоли, собранной на белом мембранном фильтре, имеет бархатно-черный цвет. На фиг. 5 показана полученная



Фиг. 6. Доля UO_2 (%) в дыме с преимущественным содержанием U_3O_8 , образующимся при взрывах урановых проволочек.

на электронном микроскопе при увеличении 21 000 фотография алюминиевых частичек, образовавшихся при взрыве алюминиевой проволочки в аргоне. Она была получена при пересыпании темно-серого осадка, собранного на мембранном фильтре, на сетку электронного микроскопа. Диаметры частичек в этом случае были порядка 0,05 мкм.

Золотые и платиновые проволочки также были взорваны в аргоне. Предварительные данные показывают, что выход аэрозоли, образовавшейся при взрывах проволочек в аргоне, плохо воспроизводим и значительно ниже по величине, чем выход, полученный при взрывах в воздухе при том же напряжении. Этот эффект может быть обусловлен низким потенциалом зажигания разряда в аргоне [10], вследствие чего разряд иногда идет не через проволочку, а скорее через газ.

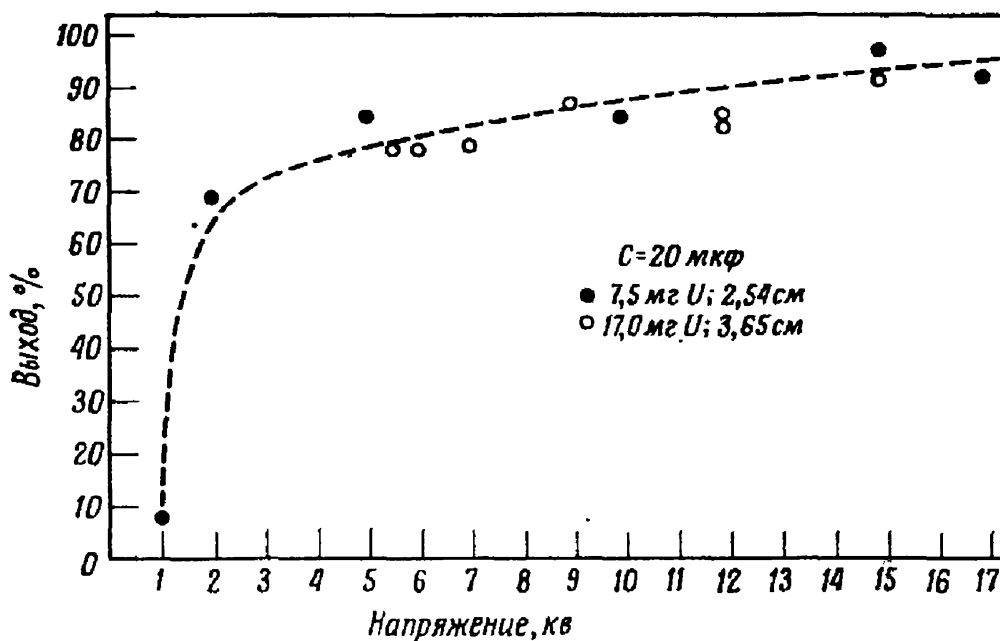
При взрыве неблагородного металла в воздухе образуется аэрозоль, состоящая из частичек окисла или сложной смеси окислов. В данной работе лишь в случае аэрозоли MgO дифракционная картина в рентгеновских лучах позволяла предположить существование азиды металла. Имеются некоторые предварительные данные, свидетельствующие о том, что состав окислов может быть связан с напряжением при взрыве. Это иллюстрирует фиг. 6, на которой показан состав аэрозоли из окислов урана, полученной при различных условиях. Эта аэрозоль состоит главным образом из U_3O_8 , а содержание $\beta-UO_2$ быстро уменьшается с 14% при напряжении 2 кВ до менее чем 5% при 8 кВ и остается на уровне около 1—3% при взрывах под напряжением свыше 10 кВ. Содержатся ли окислы в каждой отдельной частице в том же отношении, которое получено для всей массы аэрозоли, собранной на фильтре, не известно.

Исследования и полученные данные о выходе аэрозоли

До сих пор наблюдалось, что выход аэрозоли зависит от величины использованного для взрыва проволочки напряжения и массы проволочки. На кривой выхода аэрозоли окиси урана (фиг. 7) видны четыре области: 1) пороговое значение напряжения, ниже которого проволочка заданной массы остается неповрежденной; 2) круто поднимающаяся часть кривой; 3) «изгиб» или переходная область; 4) медленно поднимающаяся часть кривой, в пределах которой выход достигает, по видимому, 100%.

Пороговое значение напряжения на кривой выхода при фиксированной емкости зависит от массы взрывае-

мой проволочки. Величина порогового напряжения, вероятно, связана с температурной зависимостью удельного сопротивления, точкой плавления и отношением длины проволочки к ее диаметру, а также с параметрами электрической цепи. Как показывает наблюдение, если выделенной при разряде энергии недостаточно, чтобы привести к повреждению проволочки, то никаких измеримых следов аэрозоли в воздухе не получается.

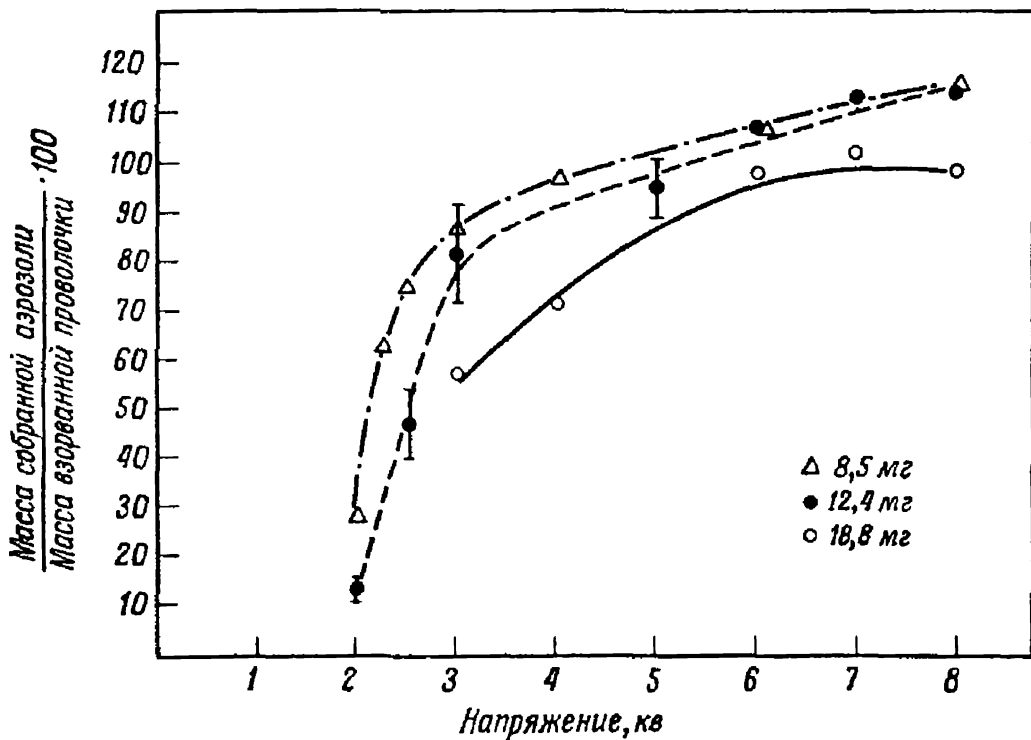


Фиг. 7. Переход металлического урана в дым окиси урана при взрыве.

Круто поднимающаяся часть кривой выхода показывает, что переход от плавления к испарению сильно зависит от напряжения. Низкий выход аэрозоли наблюдается потому, что большие капли разбрасываются в стороны и оседают на стенках взрывной камеры. Механизмы образования жидкого столба, режим разбрызгивания, явление плавления капелек и капельки, наблюдавшиеся с помощью рентгеноскопии [7, 8], дают маленький вклад в выход аэрозоли, если жидкие капли не горят в воздухе.

«Изгиб» на кривой выхода означает, что в механизме образования аэрозоли имеет место некоторый род перехода, который может быть отнесен к опреде-

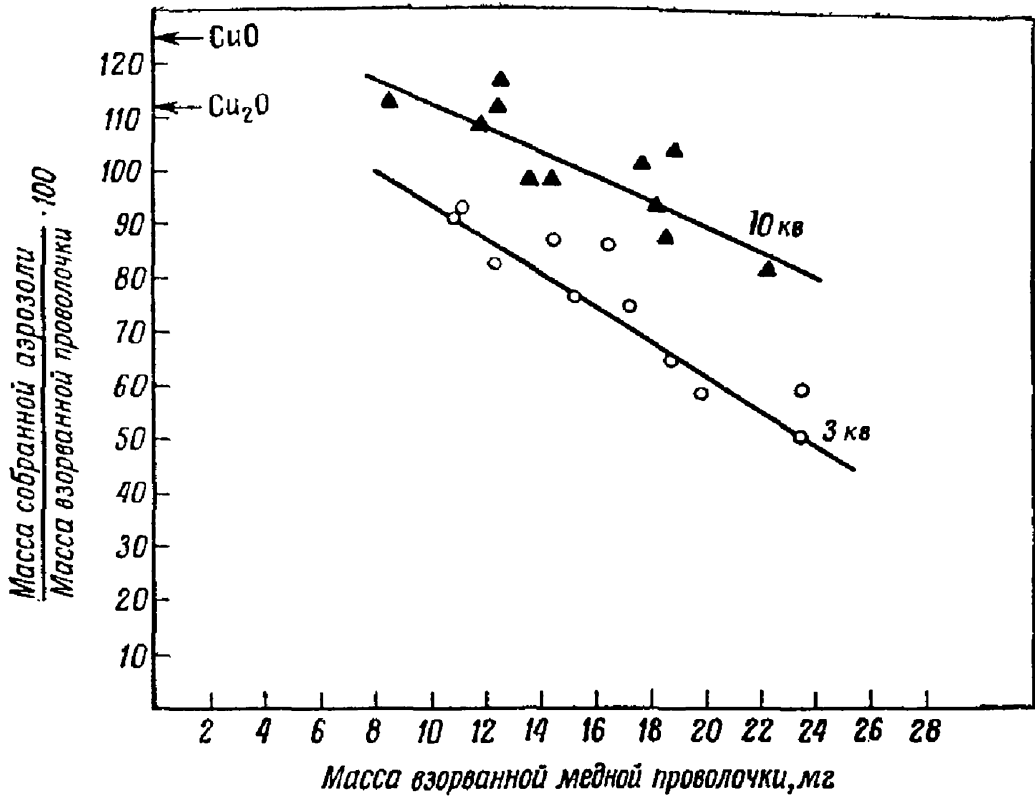
ленной фазе явления взрыва проволоочки. Возможно, эта точка может быть связана с резким переходом от плавления к слоистой структуре, которая наблюдалась с помощью киномикроскопии. В работе [11] показано, что для заданной проволоочки появление слоистой структуры происходит при строго определенном значении напряжения, а именно 500 в. Для осуществления этого



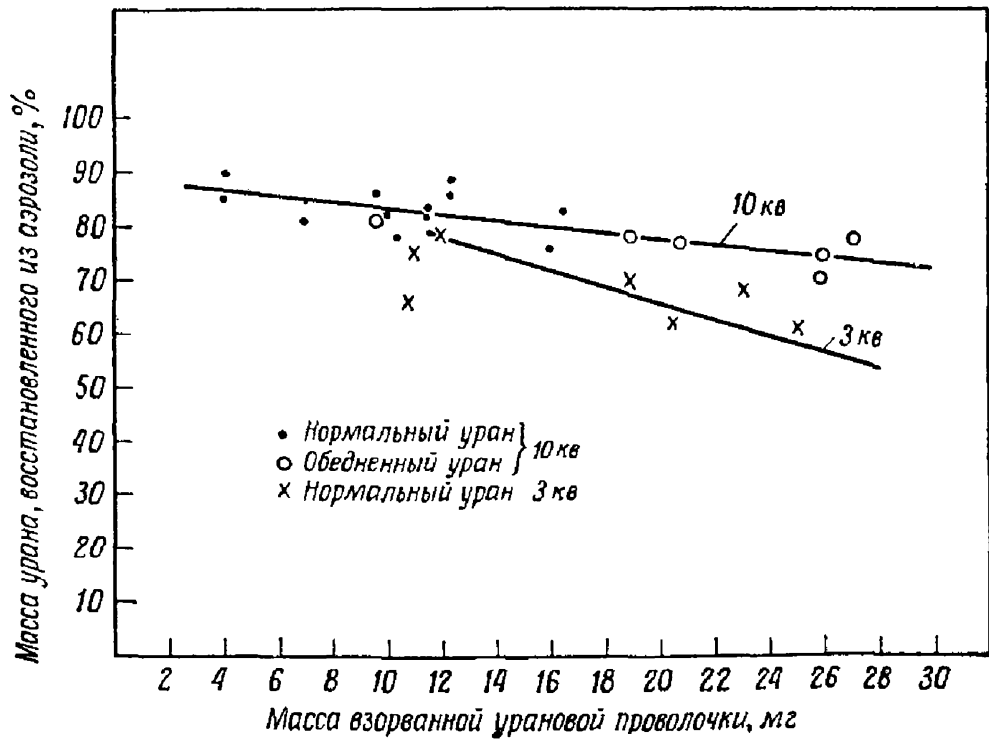
Фиг. 8. Выход аэрозоли окиси меди в зависимости от напряжения. Масса проволоочки постоянна. Емкость конденсатора 20 мкф.

перехода в проволоочках большого размера требуется более высокое напряжение. Предварительные данные о кривой выхода аэрозоли окиси меди подтверждают, что «изгиб» кривой выхода для больших проволоочек наблюдается при более высоких напряжениях (фиг. 8).

Часть кривой выхода с небольшим наклоном может свидетельствовать о том, что механизм стратификации не только сохраняет свое значение, но с ростом напряжения постепенно становится все более преобладающим. Процесс конденсации паров металла, приводящий



Фиг. 9. Выход аэрозоли окиси меди в зависимости от массы взрывающейся проволочки (при постоянном напряжении). Емкость конденсатора 20 мкф.



Фиг. 10. Выход аэрозоли окиси урана. Емкость конденсатора 20 мкф.

к образованию частичек аэрозоли, может быть чувствительным к появлению слоистости при взрыве проволочки либо к другим концентрационным неоднородностям, остающимся за пределами разрешения «характеристической картины» [12], обеспечиваемого киномикроскопией или рентгеновскими наблюдениями. Оптимальные условия взрыва, рассчитанные Дэвидом [13], должны проявляться на кривой выхода в виде аномалии, но, по видимому, в рамках экспериментов данной работы этого не произошло.

Как видно из фиг. 8, на кривой выхода аэрозоли окиси меди при взрывах в воздухе проявляются те же общие черты, как и на кривой для урана. С увеличением размеров взрываемой проволочки как пороговое значение напряжения, так и «изгиб» сдвигаются в сторону более высоких напряжений. Положение несколько усложняется при химических реакциях. Например, при 100%-ном выходе меди можно ожидать, что на каждые 100 мг меди получится около 125 мг CuO или 112 мг Cu_2O . Хотя в этих аэрозолях с помощью дифракции рентгеновских лучей наблюдались оба окисла, детальный анализ относительного их содержания в зависимости от напряжения проведен не был.

Как показано на фиг. 9, если емкость и напряжение остаются постоянными, то выход аэрозоли уменьшается с ростом массы взрываемой проволочки. Эти данные связаны с приведенными ранее кривыми выхода (фиг. 8). Тенденция изменения этих данных наводит на мысль, что очень маленькие проволочки как будто бы полностью испаряются при взрывах при относительно низких напряжениях.

Аналогичные данные, полученные при взрывах урановых проволочек, приведены на фиг. 10. При постоянном напряжении кривые выхода в зависимости от массы в случае урана имеют значительно меньший наклон, чем аналогичные кривые для меди. Вероятно, это связано с тем, что удельное сопротивление, точка плавления и точка кипения урана много выше, чем у меди; таким образом, большая доля запасенной энергии идет на взрыв.

ЛИТЕРАТУРА

1. Karioris F. G., Fish B. R., *Health Physics*, **4**, 197 (1960).
2. Fish B. R., Karioris F. G., *Health Physics*, **6**, 235 (1961).
3. Karioris F. G., Fish B. R., *J. Col. Sci.*, **17**, 155 (1962).
4. Chace W. G., Cullington E. H., Instrumentation for Studies of the Exploding Wire Phenomenon, AFCRC-TR-57-235 Air Force Cambridge Research Center, Geophysic Research Directorate, Bedford, Massachusetts, 1957.
5. Park J. H., *J. Res. Nat. Bur. Standards*, **39**, 191 (1947).
6. Orr C., частное сообщение, 1961.
7. Чейс В., Морган Р., Саари К., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 56.
8. Мюллер В., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 170.
9. Suzuki T., *Z. Naturforsch.*, vol. **12a**, 497—499 (1952).
10. Cobine J. D., *Field-Intensified Ionization and Breakdown of Gases, Gaseous Conductors*, Dover Publications, N. Y., Ch., VII, p. 165.
11. Зернов Л., ВOFFинден Ж., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 155.
12. Cann W. M., Combination of Electrically Exploded Wires and Electric Arc, Conference on Extremely High Temperatures, March 18—19, 1958, Boston, Mass., Air Force Cambridge Research Center.
13. Дэвид Э., сб. «Взрывающиеся проволочки», т. 1, ИЛ, 1963, стр. 245.

УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

- Арнольд Г. Arnold H., Würzburg, Germany, 96.
Бей П. Bey P., U. S. Naval Research Laboratory, Washington, D. C., 108.
Бекер Л. Baker L., Chemical Engineering Division, Argonne National Laboratory, 239.
Беннетт Ф. Bennett F., Ballistic Research Laboratories Aberdeen Proving Ground, Maryland, 209.
Бунтцен Р. Buntzen R., U. S. Naval Radiological Defense Laboratory San Francisco, California, 225.
Блэкборн Дж. Blackburn J., University of California, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico, 29.
Бархал Р. Warchal R., Chemical Engineering Division, Argonne National Laboratory, 239.
Витковский И. Vitkovitsky I. M., U. S. Naval Research Laboratory, Washington, D. C., 108.
Вильсон Л. Wilson L., Armour Research Foundation, Illinois Institute of Technology, 172.
Воффинден Г. Woffinden G., Aerojet—General Corporation, Downey, California, 281.
Вунш Д. Wunsch D., Pulse Power Laboratory, Physics Division, Research Directorate Air Force Special Weapons Center, Kirtland Air Force Base, New Mexico, 317.
Вюркер Р. Wuerker R. F., Space Technology Laboratories, Los Angeles, California, 202.
Галлет Р. Gallet R., National Bureau of Standards, Boulder, Colorado, 154.
Гельдмахер Р. Geldmacher R., College of Engineering, New York University, N. Y., 23.

-
- Гензер А. Guenther A., Pulse Power Laboratory, Physics Division, Research Directorate, Air Force Special Weapons Center, Kirtland Air Force Base, New Mexico, 320.
- Деннен Р. Dennen R., Armour Research Foundation, Illinois Institute of Technology, 172.
- Джонс Д. Jones D., National Bureau of Standards, Boulder, Colorado, 152.
- Зернов Л. Zernow L., Aerojet — General Corporation, Downey, California, 281.
- Карриорис Ф. Karioris F., Marquette University, Milwaukee, Wisconsin, 341.
- Келлер Д. Keller D., The Boeing Company, Seattle, Washington, 299.
- Керсаваг Дж. Kersavage J., Chrysler Corporation, Detroit, Michigan, 260.
- Кингсли Р. Kingsley R., Space Technology Laboratories, Los Angeles, California, 202.
- Кларк Г. Clark G., Space Technology Laboratories, Los Angeles, California, 202.
- Конн У. Conn W., Würzburg, Germany, 96.
- Левин П. Levine P. H., Department of Physics, California Institute of Technology, Pasadena, California, 47.
- Ливитт Г. Leavitt G., U. S. Naval Research Laboratory, Washington, D. C., 108.
- Мейнингер Р. Maninger R., Librascope Division, General Precision, Inc., Sunnyvale, California, 132.
- Нэш Ч. Nash C., Department of Chemistry, University of California, Davis, 12.
- Олсен К. Olsen C., Department of Chemistry, University of California, Davis, 12.
- Осима К. Oshima K., Engineering Center, University of Southern California, Los Angeles, California, 185.
- Парк Дж. Х. Park J. H., National Bureau of Standards, Washington, D. C., 119.
- Пеннинг Дж. Penning J., The Boeing Company, Seattle, Washington, 299.
- Райт Ф. Wright F., Aerojet — General Corporation, Downey, California, 281.

- Рейтель Р. Reithel R. J., University of California, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, New Mexico, 30.
- Ройстер Г. Royster G., Health Physics Division, Oak Ridge National Laboratory. Oak Ridge, Tennessee, 341.
- Роуз К. Rouse C., Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Livermore, California, 43.
- Соупс Т. Soapes T., Pulse Power Laboratory, Physics Division, Research Directorate, Air Force Special Weapons Center, Kirtland Air Force Base, New Mexico, 317.
- Толлестрап Э. Tollestrup A. V., Department of Physics, California Institute of Technology, Pasadena, California, 47.
- Тсей Д. Х. Tsai D., National Bureau of Standards, Washington, D. C., 119.
- Уэбб Ф. Webb F., Electro-Optical Systems, Inc., Pasadena, California, 47.
- Фауст У. Faust W., U. S. Naval Research Laboratory, Washington, D. C., 108.
- Фиш Б. Fish B., Health Physics Division, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 341.
- Фулпер Р. Fulper R., U. S. Naval Research Laboratory, Washington, D. C., 108.
- Хикки Дж. Hickey J., Space Technology Laboratories, Los Angeles, California, 202.
- Хилтон Г. Hilton H. H., Electro-Optical Systems, Inc., Pasadena, California 47.
- Чейс У. Chace W., Geophysics Research Directorate, Air Force Cambridge Research Laboratories, Bedford, Massachusetts, 7.
- Шеррер В. Scherrer V., Technical Operations, Incorporated, Burlington, Massachusetts, 270.
- Шипман Дж. Shipman J., U. S. Naval Research Laboratory, Washington, D. C., 108.
- Шир Д. Shear D., Ballistic Research Laboratories, Aberdeen Proving Ground, Maryland, 209.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
У. Чейс. Введение	7
Ч. Нэш, К. Олсен. Факторы, влияющие на длительность интервала времени до взрыва проволочек	12
Р. Гельдмахер. Новые работы по макроскопическому анализу проводящих электромеханических тел	23
Р. Рейтель, Дж. Блэкборн. Гидродинамическое объяснение аномального сопротивления взрывающихся проволочек	29
К. Роуз. Максимальная температура взрыва проволочек в вакууме	43
Ф. Уэбб, Г. Хилтон, П. Левин, Э. Толлестрап. Электрические и оптические характеристики быстрого взрыва проволочек	47
Г. Арнольд, У. Конн. Расстояния между стратами в «характеристическом узоре» взрывающихся проволочек	96
И. Внтковский, П. Бей, У. Фауст, Р. Фулпер, Г. Ливитт, Дж. Шипман. Взрывающиеся проволочки — источник рентгеновского излучения	108
Д. Х. Тсей, Дж. Х. Парк. Калориметрическая калибровка измерений электрической энергии в эксперименте со взрывающейся проволочкой	119
Р. Мейнингер. Влияние параметров системы подводящих проводов в экспериментах со взрывом проволочек	132
Д. Джонс, Р. Галлет. Измерения фронта ионизации цилиндрических ударных волн, возникающих при взрыве проволочек, методом микроволнового доплеровского смещения	152
Р. Деннен, Л. Вильсон. Электрическое возбуждение сходящихся ударных волн	172
К. Осима. Ударные волны, возникающие при взрыве проволочек	185
Г. Кларк, Дж. Хикки, Р. Кингсли, Р. Вюркер. Взрывающаяся проволочка — возбудитель ударных волн	202
Ф. Беннетт, Д. Шир. Ударные волны, возбуждаемые с помощью взрывающихся проволочек при низком давлении окружающего газа	209

Р. Бунтцен. Применение взрывающихся проволочек при изучении маломощных подводных взрывов	225
Л. Бекер, Р. Вархал. Изучение реакций вода — металл с помощью техники взрывающихся проволочек	239
Дж. Керсават. Давления, создаваемые при подводном взрыве проволочек	260
В. Шеррер. Сверхзвуковой ускоритель	270
Л. Зернов, Ф. Райт, Г. ВOFFинден. Исследование электрического взрыва металлических пленок с помощью высокоскоростной микрокинокамеры	281
Д. Келлер, Дж. Пеннинг. Применение взрывающейся фольги для получения плоских ударных волн и ускорения тонких пластин	299
А. Гензер, Д. Вунш, Т. Соупс. Ускорение тонких пластин с помощью взрывающейся фольги	317
Ф. Кариорис, Б. Фиш, Г. Ройстер. Получение аэрозоль с помощью взрыва проволочек	341

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ПРОВОДНИКОВ

Редактор *Л. П. Якименко*

Художник *А. Б. Шиловская*. Художественный редактор *Н. А. Фильчагина*

Технический редактор *Л. М. Харьковская*

Корректор *Р. Я. Новик*

Сдано в производство 16/XII 1964 г. Подписано к печати 26/III 1965 г.
 Бумага 84×108¹/₃₂=5,63 бум. л. 18,45 печ. л. Уч.-изд. л. 16,75. Изд. № 20/2540.
 Цена 1 р. 37 к. Зак. 965.

(Темплан 1965 г. Изд-ва «Мир», пор. № 160)

ИЗДАТЕЛЬСТВО „МИР“
 Москва, 1-й Рижский пер., 2

Ленинградская типография № 2 имени Евгении Соколовой
 Главполиграфпрома
 Государственного комитета Совета Министров СССР по печати.
 Измайловский проспект, 29.



электрический взрыв проводников

