

разряда, чтобы были созданы благоприятные условия для возникновения самораспространяющейся химической реакции в ВВ.

Таким образом, исследование влияния алюминиевой пудры, а также других добавок на чувствительность вторичных ВВ к электрическому импульсу показало, что сенсibiliзирующий эффект проявляется при испарении частиц добавки в канале разряда с последующим их окислением продуктами разложения ВВ за индукционный период.

Наибольший сенсibiliзирующий эффект наблюдается от добавки алюминиевой пудры, так как у алюминия наибольшая разность между удельной теплотой сгорания и удельной теплотой испарения.

Поступила в редакцию
24/VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. F. P. Bowden, A. D. Joffe. Initiation and growth of explosion in liquids and solids. Cambridge, 1952.
2. E. K. Rideal, A. S. Robertson. Proc. Roy. Soc., 1948, 195, 1041.
3. W. Taylor, A. Weale. Proc. Roy. Soc., 1950, 8, 204.
4. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
5. К. К. Андреев, А. Ф. Беляев. Теория взрывчатых веществ. М., Оборонгиз, 1960.
6. М. А. Мельников, В. В. Никитин. Использование взрыва в народном хозяйстве. Ч. I, Научная думка, 1970.
7. А. С. Вельмир. Устойчивость деформирующих систем. М., 1967.
8. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил, М. И. Арифов. Докл. АН СССР, 1960, 131, 5.
9. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. Высшая школа, 1967.
10. С. С. Хлевной. ФГВ, 1970, 6, 3.
11. А. Ф. Беляев, Ю. В. Фролов, А. И. Коротков. ФГВ, 1968, 4, 3.
12. К. К. Андреев, В. М. Рогожников. Сб. «Теория ВВ», «Высшая школа», 1967.

УДК 662.215.1

ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ УДАРНО СЖАТОГО ВОЗДУХА ОТ МАТЕРИАЛА ПОРШНЯ

В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова, А. Н. Дремин
(Москва)

При наблюдении с помощью камеры СФР выхода ударной волны из плексигласа в воздух было обнаружено интересное явление: если на поверхности плексигласа наклеена полоска черной бумаги или медной фольги, то соответствующий участок ударного фронта в воздухе светится значительно ярче соседних участков. Полученная в таких опытах фоторазвертка процесса при наблюдении ударного фронта в торец заряда представлена на рис. 1. Если ударный фронт выходит в разреженный воздух (начальное давление $p_0 = 10^{-2}$ мм рт. ст.), то такое свечение отсутствует.

В специальных опытах, где выход ударного фронта из плексигласа отмечался с помощью схлопывающихся воздушных зазоров, установлено, что момент начала свечения с точностью до 0,3 мксек совпадает с моментом выхода ударного фронта в воздух. Такая низкая точность связана с тем, что свечение уверенно регистрируется только при очень широкой щели СФР.

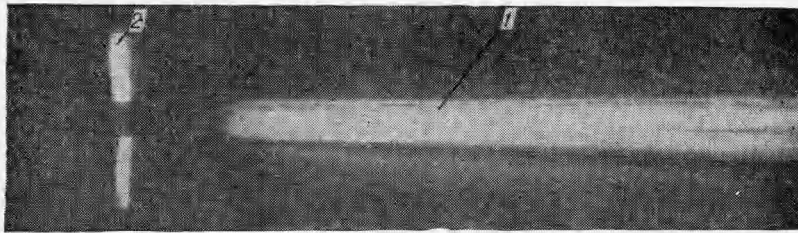


Рис. 1. Свечение ударного фронта в воздухе над полоской медной фольги (1) и засветка зазора между зарядом ВВ и плексигласом (2).

Свечение над медной фольгой по яркости сильно уступает свечению над черной бумагой. Тем не менее решено было подробнее исследовать именно этот случай, поскольку по параметрам меди имеется многочисленная справочная литература.

Мы предположили, что наблюдаемое явление обусловлено проникновением в воздух инородных частичек, которые «выстреливаются» вперед в процессе микрокумуляции (схлопывания микроскопических углублений на поверхности фольги) и нагреваются в процессе теплообмена с окружающей средой. Поэтому можно было ожидать влияния данного эффекта на электропроводимость ударно сжатого воздуха: появление паров металла должно ее увеличивать, а снижение температуры — уменьшать.

Схема опыта по измерению проводимости воздуха представлена на рис. 2. Измерительные электроды, шунтированные сопротивлением $R_1 = 100 \text{ ом}$, включенным на входе трубки осциллографа ОК-17М, удалены от плексигласовой пластинки на такое расстояние, чтобы к моменту измерения накопился достаточный слой ударно сжатого воздуха. По приведенным ниже данным можно оценить его толщину в 3,4 мм. Для исключения замыкания электродов медной фольгой ее ширина (обычно 3÷4 мм) выбиралась меньше расстояния между электродами. Узкий электрод был несколько короче широкого с тем, чтобы ударный фронт достигал его чуть позже.

Для уменьшения расходимости потока в воздушной ударной волне измерительные электроды заключались в стеклянную трубку диаметром 30 мм (на рис. 2 не показана), поставленную на плексигласовую пластинку.

В момент подрыва активного заряда на электроды через сопротивление $R_2 = 2000 \text{ ом}$ подавалось напряжение от батареи конденсаторов, заряженной до 5 кВ. Возникающее затем конечное сопротивление между электродами x определяется по простой формуле

$$x = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \cdot \frac{k}{1 - k},$$

где k — отношение напряжения на трубке в момент измерения к его исходному значению при $x = \infty$ (240 в).

Несмотря на постоянство условий проведения опытов, наблюдается большой разброс в значениях сопротивления промежутка между электродами. При этом форма осциллограмм хорошо повторяется и без трубки обнаруживается резкое качественное различие между опытами с медью и без нее. Типичная пара записей приведена на рис. 3. После некоторого периода быстрого падения (а во многих случаях после перехода через минимум) сопротивление достигает приблизительно постоянного уровня. В опытах без фольги он расположен вблизи 40 ом,

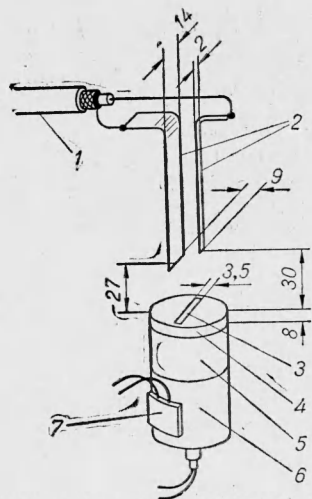


Рис. 2. Схема измерения проводимости в ударно сжатом воздухе.

1 — измерительный кабель РК-100, 2 — медные электроды; 3 — медная фольга $\delta=0,05$ мм; 4 — пластинка из плексигласа; 5 — заряд TNT $\rho_0=1,59$ г/см³; 6 — генератор плоской детонационной волны; 7 — датчик для подачи напряжения на электроды и запуска развертки осциллографа.

постановке опытов (см. рис. 2) все еще в $1,5 \div 2$ раза превышает время пронизывания тонким электродом слоя ударно сжатого воздуха. Кроме того, в идеальном случае сопротивление промежутка между электродами должно было бы падать монотонно, что на самом деле не наблюдается.

Несмотря на это усложнение, из сопоставления осциллограмм следует вполне определенный вывод о том, что присутствие меди уменьшает интегральную проводимость воздуха. Согласно сделанному выше предположению, это следует связать с его охлаждением.

В связи с этим были произведены соответствующие численные оценки. Скорость поршня, сжимающего воздух, определена в опыте и равна $u=3,77$ км/сек. Отсюда по формуле

$$D=a+bu, \quad (1)$$

где a и b известны, находится скорость ударного фронта в воздухе. По экспериментальным данным А. Н. Дремина $a=0,23$ км/сек, $b=1,09$. Расчет по термодинамическим таблицам [2] для этих же величин дает немного другие значения $a=0,29$ км/сек и $b=1,05$, которые и были приняты за основу для удобства пользования термодинамическими таблицами. По известным формулам

$$p=p_0+\rho_0 Du, \\ \rho=\rho_0 D/(D-u),$$

в опытах с фольгой — 280 ом (т.е. в $6 \div 8$ раз выше). Затем в опытах с фольгой наступает период нового падения сопротивления, в то время как в опытах без фольги оно не только не падает, но даже иногда медленно увеличивается.

Изменение пути пробега ударного фронта в пределах от 10 до 40 мм качественно не меняет наблюдаемую картину. Однако минимальное значение сопротивления в опытах без фольги быстро растет с уменьшением расстояния от плексигласа до электродов, а в опытах с фольгой оно меняется незначительно. Поэтому, когда электроды упираются в плексигласовую пластину, осциллограммы в обоих случаях становятся качественно подобными (сопротивление в минимуме достигает 280 ом, затем оно растет до $400 \div 600$ ом и после этого снова начинает падать).

На характер осциллограмм, по-видимому, оказывают большое влияние физические процессы, связанные непосредственно с протеканием электрического тока через газ (в частности — приэлектродные процессы [1]). Это видно хотя бы из того, что время быстрого нарастания проводимости слабо зависит от пути пробега ударного фронта и при стандартной

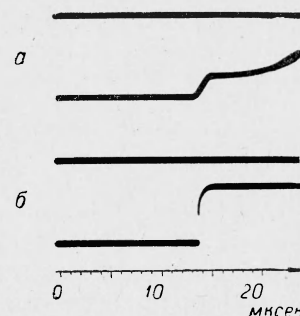


Рис. 3. Осциллограммы проводимости с медной фольгой (а) и без нее (б). Второй луч осциллографа фиксирует нулевую линию.

где принято $\rho_0 = 1,2 \text{ кг/м}^3$, $p_0 = 1 \text{ атм}$, $D = 4,25 \text{ км/сек}$, находим $p = 193 \text{ атм}$, $\rho = 10,6 \text{ кг/м}^3$, отсюда по термодинамическим таблицам [2] определяется температура сжатого воздуха — $T = 5590^\circ \text{ К}$.

При такой низкой температуре проводимость воздуха в основном связана с ионизацией молекул NO [3] (наименьший по сравнению с O_2 , N_2 , O , N , потенциал ионизации $W = 9,3 \text{ эв}$). Поэтому удельное сопротивление сжатого воздуха определяется следующим выражением:

$$r = \frac{1}{\alpha e \mu n x_{\text{NO}}}, \quad (2)$$

где α — степень ионизации молекул NO, которая находится по известной формуле Саха; e и μ — заряд и подвижность электрона; n — число атомов воздуха в единице объема; x_{NO} — молярная концентрация компонента NO.

Необходимые сведения о значениях величин, входящих в формулу (2), были получены на основании работ [2, 5, 6]. При 200 атм с изменением температуры воздуха от 3000 до 5600° К эти величины меняются в следующих пределах: $n = (4,7 \div 2,5) \cdot 10^{20} \text{ 1/см}^3$; $x_{\text{NO}} = 0,05 \div 0,11$ (при 4800° К $x_{\text{NO}} = 0,10$); $\sigma = (6,0 \div 8,6) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ (сечение рассеяния электронов). При этом подвижность μ имеет постоянное значение $54 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$, хорошо согласующееся с результатом линейной экстраполяции данных работы [7]. В результате при 5600° К получено значение $r = 7,6 \text{ ом} \cdot \text{см}$, хорошо согласующееся с экстраполированными данными расчетных работ [8, 9] и приводящее к правильному значению сопротивления промежутка между электродами $\sim 40 \text{ ом}$. Таким же путем была определена температура воздуха, при которой он обладает в $6 \div 8$ раз меньшей проводимостью

$$4700 \geq T \geq 3750^\circ \text{ К}.$$

Верхняя оценка получена в предположении, что в воздухе нет паров меди, а нижняя — при наличии насыщенного пара (данные по зависимости его давления от температуры взяты из справочников [10, 11]). Во втором случае в формулу (2) вместо x_{NO} подставлялась x_{Cu} , а величина α определялась для атомов меди ($W = 7,7 \text{ эв}$).

Эти оценки показывают, что наблюдаемое свечение действительно можно связать с температурным излучением частичек или паров меди, так как температура черного источника, который еще оставил бы след на пленке в условиях нашего опыта, лежит значительно ниже, где-то около 3000° К . Тем не менее дальнейшие попытки последовательного проведения предложенной интерпретации встречают серьезные трудности, которые будут рассмотрены ниже.

Согласно кинетической теории газов, температуропроводность воздуха за ударным фронтом должна возрасти с понижением исходного давления p_0 . Следовательно, при этом казалось бы должно увеличиваться действие меди на проводимость ударно сжатого воздуха. Однако опыты, проведенные при $p_0 = 10^{-2} \text{ мм рт. ст.}$, приводят к обратному выводу.

Полученные в этих опытах осциллограммы имеют нерегулярный характер, как будто с подходом ударного фронта к электродам начинается электрический пробой. В пределах $0,1 \text{ мксек}$ сопротивление успевает дойти до нуля и возрасти до $8 \div 12 \text{ ом}$. Это согласуется с расчетным значением удельного сопротивления в этих условиях $r = 3 \text{ ом} \cdot \text{см}$ ($u = 3,77 \text{ км/сек}$, $D = 4,15 \text{ км/сек}$, $p = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ атм}$, $T = 3940^\circ \text{ К}$). В дальнейшем в процессе нескольких скачков вверх и вниз сопротивление в

течение $10 \div 18$ мксек увеличивается до ∞ . Эти эффекты можно объяснить малой концентрацией свободных электронов ($n^e = 6,7 \cdot 10^{11}$ л/см³). Оказалось, что ни по общему виду, ни по количеству прошедших через электроды электронов ($(1,1 \div 1,3) \cdot 10^{15}$) осциллограммы в опытах с медной фольгой и без нее не различаются.

Вторая трудность состоит в недостаточной скорости кумулятивных струй, которые могут создаваться на неровностях фольги. Согласно теории кумуляции [12—14], эта скорость определяется формулой:

$$u_k = \frac{w}{\lg \beta/2}, \quad (3)$$

где W — нормальная скорость движения схлопывающейся оболочки; β — половина угла раствора кумулятивной выемки. Подставляя сюда явно завышенное значение $W = 1,25$ км/сек, равное удвоенной массовой скорости за ударным фронтом в меди (табл. 1), и принимая минимально допустимое с точки зрения нашего предположения значение $u_k = 4,25$ км/сек, равное скорости ударного фронта в воздухе, находим:

$$\beta \leq 33^\circ. \quad (4)$$

В то же время исследования под оптическим и электронным микроскопом показывают, что у применяемой фольги плавная волнистая поверхность, на которой нигде нет крупных (глубиной до 10^{-4} см) выемок с углом раствора меньше 140° ($\beta \geq 70^\circ$) и только самые мелкие выемки размером до 2 мк приближаются к тому, чтобы удовлетворить условию (4).

Правда, поверхность фольги наблюдалась в скользящих вдоль нее лучах и можно было заметить только удлиненные выемки типа бороздок или канавок. Однако можно утверждать, что углубления другой формы во всяком случае должны быть много меньше длины световой волны ($6 \cdot 10^{-5}$ см), так как диаграмма рассеяния света поверхностью фольги в плоскости параллельной направлению прокатки, близка к диаграмме зеркальной поверхности. Существование таких углублений при условии (4) мало вероятно.

Таблица 1

№ опыта	Медь					Воздух					
	u , км/сек	D , км/сек	P , тыс. атм	β°	V , км/сек	D , км/сек	p , атм	ρ , кг/м ³	M_b , г/моль	T , °K	a , км/сек
1	0,63	4,81	268	17,4	1,25	1,60	25	5,50	29,0	1550	0,75
2	0,38	4,45	149	16,5	2,00	2,39	61	7,35	29,0	2840	1,01
3	0,23	4,24	89	15,7	2,47	2,88	86	8,38	28,8	3500	1,11
4	0,16	4,13	58	15,1	2,78	3,21	108	9,00	28,3	3964	1,18
5	0,11	4,06	40	14,5	3,00	3,44	125	9,45	27,8	4314	1,24
6	0,081	4,02	29	14,1	3,16	3,61	138	9,75	27,3	4562	1,29
7	0,062	3,99	22	13,7	3,29	3,74	148	9,90	27,0	4776	1,33
8	0,047	3,97	17	13,3	3,38	3,84	157	10,00	26,9	4893	1,36
9	0,044	3,96	16	13,0	3,47	3,93	164	10,20	26,6	5030	1,40
10	0,030	3,94	11	12,7	3,53	4,00	170	10,30	26,5	5144	1,42
11	0,024	3,94	8,5	12,5	3,58	4,04	174	10,40	26,4	5219	1,43
12	0,020	3,93	7,0	12,2	3,62	4,09	178	10,40	26,3	5294	1,45
13	0,017	3,93	6,0	12,1	3,65	4,12	182	10,50	26,3	5355	1,46
14	0,014	3,92	5,0	12,0	3,68	4,15	184	10,60	26,3	5408	1,47
15	0,012	3,92	4,0	11,9	3,70	4,18	187	10,60	26,2	5451	1,48
16	0,010	3,92	3,5	11,7	3,72	4,20	189	10,60	26,1	5507	1,48
∞	0,000	3,90	0,0	11,0	3,77	4,25	193	10,60	26,1	5590	1,49

При использовании формулы (3) предполагается, что микрокумуляция протекает по тем же законам, что и макрокумуляция. На обсуждении этого предположения необходимо остановиться особо.

При масштабном преобразовании уравнений состояния и механики сплошной среды путем уменьшения единиц измерения длины и времени в N раз, а массы — в N^3 раз, эти уравнения изменятся только за счет увеличения значений вязкости, теплопроводности и поверхностного натяжения в N раз. Следовательно, при микрокумуляции можно ожидать лишь худших, по сравнению с макрокумуляцией, условий образования кумулятивной струи из-за потерь кинетической энергии, связанных с более интенсивным ростом внутренней и поверхностной энергий. Иными словами, в нашем случае формулы теории кумуляции [12—14], по всей вероятности, дадут завышенные значения скорости и массы кумулятивных струй.

Оценку (4) можно значительно уменьшить, если отказаться от предположения о бесконечной скорости D распространения ударного фронта в меди, которое сделано при выводе формулы (3). Более точное выражение для u_k можно получить на основе схемы течений, представленной на рис. 4. Пренебрегая энтропийными потерями, нетрудно сделать вывод, что относительная скорость потока в окрестностях точек A и B не меняется при изменении его направления. Отсюда находим:

$$u_k = D(1 + 1/\cos \beta - \operatorname{tg} \beta / \sin \alpha - \operatorname{tg} \beta / \operatorname{tg} \alpha), \quad (5)$$

где α — половинный угол между потоками меди, сходящимися к оси (или плоскости) симметрии выемки.

В этой формуле неизвестен угол α . Достаточно найти для него верхнюю оценку. Это нетрудно сделать с помощью векторной диаграммы, представленной на рис. 5. Примем во внимание, что нормальная скорость u_n свободной поверхности меди по отношению к ударно сжатому веществу удовлетворяет условию:

$$u_n \leq u.$$

(знак равенства имеет место только при $\alpha = 90^\circ$). Отсюда находим

$$\sin(\alpha - \beta) \leq \frac{u \cos^2 \beta}{D} (1 + \sin \alpha). \quad (6)$$

Формулы (5) и (6) выведены для достаточно больших углов β , когда около точки A существует течение Прандтля — Майера. Однако можно показать, что они дают верхнюю оценку для u_k вплоть до $\beta = 0$.

Подставляя в (5) и (6) параметры ударного фронта в меди $D = 4,81$ км/сек, $u = 0,63$ км/сек (см. табл. 1) и полагая снова $u_k = 4,25$ км/сек, получаем:

$$\alpha \leq 24^\circ; \quad \beta \leq 13,5^\circ. \quad (7)$$

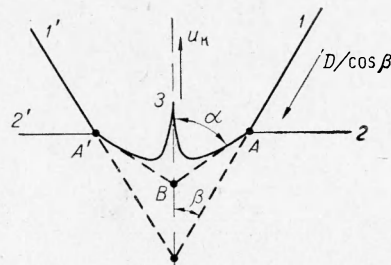


Рис. 4. Схема для вывода формулы скорости кумулятивной струи.

1, 1' — боковые границы схлопывающейся выемки; 2, 2' — ударный фронт; 3 — кумулятивная струя.

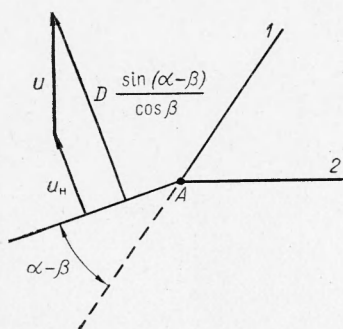


Рис. 5. К оценке скорости свободной поверхности. Обозначения см. на рис. 4.

Если же принять минимальный для крупных бороздок на поверхности фольги угол $\beta = 70^\circ$, то

$$u_k \leq 1,65 \text{ км/сек.}$$

Полученные оценки показывают, что существующие на поверхности фольги бороздки и царапины не могут обеспечить создание кумулятивных струй с достаточно большой скоростью. Остается допустить, что на этой поверхности имеются углубления другой формы, удовлетворяющие условию (7). Как уже говорилось, их линейные размеры должны быть много меньше $6 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$ В соответствии с экспериментальными данными по макрокумуляции [13, 14], радиус кумулятивных струй, выходящих из таких углублений, должен удовлетворять неравенству

$$r \ll 10^{-5} \text{ см.} \quad (8)$$

Такую же оценку следует принять для линейных размеров частичек меди, образующихся в результате распада этих струй. При таких размерах в частичках действует огромное капиллярное давление. Полагая поверхностное натяжение меди равным $\sigma = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ кг/см}$ [11], находим

$$p = \frac{2\sigma}{r} \gg 260 \text{ атм.}$$

Это означает, что в случае плавления частички примут шарообразную форму.

Нетрудно показать, что такие частицы даже при максимальной начальной скорости $u_k = 9,64 \text{ км/сек.}$, которая получается из формулы (5) при $\beta = 0$, затормозятся и, оказавшись за ударным фронтом, испарятся задолго до того, как последний подойдет к электродам.

Дифференциальное уравнение, описывающее движение такой частицы в атмосфере, можно получить из формулы для силы лобового сопротивления [15, 16]

$$F = -c\pi r^2 \frac{\rho_0 u_k^2}{2}.$$

Примем для коэффициента лобового сопротивления заведомо заниженное значение $c = 0,1$, соответствующее так называемому кризису сопротивления при обтекании воздухом больших шаров [16]. В результате несложных выкладок найдем завышенное значение времени t , в течение которого ударный фронт догоняет частицу:

$$t = 7 \cdot 10^5 r$$

(время в микросекундах, радиус в сантиметрах). При получении данного выражения не учитывалось испарение частицы, но и без этого видно, что при условии (8) и любой начальной скорости она окажется позади ударного фронта задолго до его подхода к электродам, так как в стандартных опытах он совершает свой путь за 7 мксек.

Оставаясь на первоначально высказанной точке зрения о природе наблюдаемого явления, обязательно приходим к выводу, что процесс испарения частичек меди, оказавшихся в окружении ударно сжатого воздуха, должен играть очень важную роль. Действительно, яркость свечения со временем меняется довольно медленно, а это свидетельствует о постоянстве температуры излучающей среды. С другой стороны, ударному сжатию подвергаются все новые порции воздуха, которые необходимо охлаждать. Следовательно, частицы меди должны непрерывно поглощать тепло за счет скрытой теплоты испарения. Поэтому их исход-

ный линейный размер не должен быть меньше определенной величины, чтобы частица не успела испариться задолго до прихода ударного фронта к электродам.

Сильно завышенную из-за малого размера частиц, но зато простую и надежную оценку времени их испарения t можно получить на основании диффузионной теории Максвелла [17]. В конкретных расчетах были использованы следующие исходные данные, взятые из работ [2, 5, 10, 11, 18]. В интервале температур 3500—5600° К коэффициент теплопроводности, молекулярный вес и теплоемкость воздуха принимались равными соответственно $\lambda = (55 \div 190) \cdot 10^{-5}$ кал/сек·см·град, $M_b = 29 \div 26$ г/моль, $C_p = 0,43 \div 0,60$ кал/г·град. Коэффициент бинарной диффузии меди в воздухе вычислялся по известной кинетической формуле

$$\rho D = \frac{3}{3Nd^2} \left[\frac{RTM_b(a+1)}{2\pi} \right]^{1/2},$$

где a — отношение молекулярных весов меди и воздуха; N — число Авогадро; R — универсальная газовая постоянная; $d = \frac{1}{2}(d_{Cu} + d_b)$ — средний диаметр молекул. В качестве d_b был принят удвоенный диаметр наибольшего из атомов воздуха — азота. Конкретные значения равны: $d_{Cu} = 2,5 \cdot 10^{-8}$ см, $2d_N = 2,8 \cdot 10^{-8}$ см. Поверхностное натяжение меди не учитывалось, а в качестве теплоты испарения использовалась теплота сублимации при 298° К $L = 1270$ кал/г.

Расчет привел к следующим результатам:

$$\text{при } T_{\infty} = 5600^{\circ} \text{ К, } T = 4200^{\circ} \text{ К, } t = 0,39 \cdot 10^{10} r^2; \quad (9)$$

$$\text{при } T_{\infty} = 3750^{\circ} \text{ К, } T = 3650^{\circ} \text{ К, } t = 2,7 \cdot 10^{10} r^2 \quad (10)$$

(время в микросекундах, радиус в сантиметрах). Здесь T_{∞} и T соответственно температуры среды и капли. Последняя остается постоянной вплоть до полного испарения.

Сравнивая выражения (9), (10) с оценкой (8), нетрудно увидеть, что время жизни предполагаемых медных частичек должно быть много меньше времени пробега ударного фронта до электродов.

Таким образом, понижение проводимости воздуха невозможно объяснить его охлаждением микрокумулятивными струями. Возникает вопрос, нельзя ли связать наблюдаемое явление с гидродинамическими эффектами, которые могут иметь место при динамическом взаимодействии фольги с плексигласом. В пользу такого предположения, как будто говорят опыты, проведенные с фольгами другой толщины — 0,02 и 0,10 мм. Оказалось, что при замене фольги на более толстую, эффект понижения проводимости воздуха увеличивается более чем в два раза. Этот факт нельзя связать с различным качеством поверхностей трех применяемых фольг, так как в одном из контрольных опытов поверхность фольги была специально испорчена с помощью мелкого наждака, и это не повлияло на результат.

Для анализа динамического взаимодействия плексигласа и фольги, по данным работ [19—21], была построена p — u -диаграмма (рис. 6). В уравнении ударной адиабаты (2) принимались параметры, представленные в табл. 2. Политропа продуктов детонации ТНТ с начальной плотностью $\rho_0 = 1,59$ г/см³ строилась при следующих значениях параметров течения в точке Жуге (точка А на рис. 6) и показателя

Таблица 2

Материал	$\rho_0 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$	$a, \frac{\text{км}}{\text{сек}}$	b
Плексиглас	1,18	2,60	1,50
Медь . . .	8,93	3,90	1,46

политропы: $U_{ж}=1,61$ км/сек, $P_{ж}=178$ тыс. атм., $\rho_{ж}=2,08$ г/см³, $n=3,3$.

Точка $V_{\infty}=3,77$ км/сек на оси абсцисс — это измеренная в опыте скорость свободной поверхности плексигласа. По ней находятся параметры выходящего ударного фронта, соответствующие точке B : $P=118$ тыс. атм., $U=1,89$ км/сек, $D=5,43$ км/сек. В идеальном случае точка B должна была бы совпасть с точкой C ($P=135$ тыс. атм., $u=2,03$ км/сек, $D=5,64$ км/сек). Наблюдаемое различие объясняется затуханием ударной волны в плексигласе [22].

По точке D_1 определяются параметры ударного фронта в медной фольге. После его выхода на свободную поверхность последняя приобретает скорость $V_1=2u_1$. В момент встречи волны разрежения, распространяющейся назад, с границей раздела между плексигласом и медью в фольге формируется новый ударный фронт с параметрами, соответствующими точке

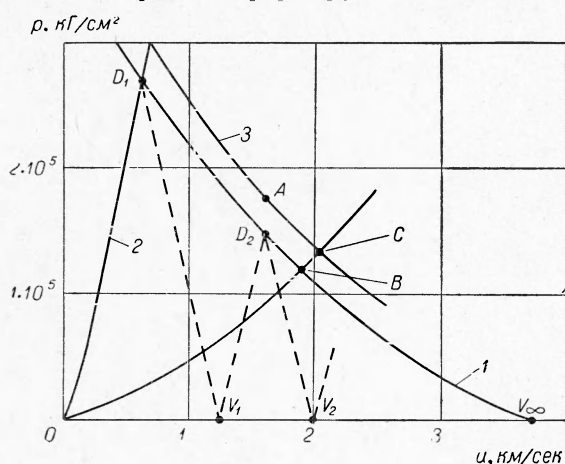


Рис. 6. p — u -диаграмма для расчета параметров ударного сжатия.

1 — ударная адиабата плексигласа; 2 — пунктирные линии — ударные адиабаты меди; 3 — политропа продуктов детонации TNT $\rho_0=1,59$ г/см³.

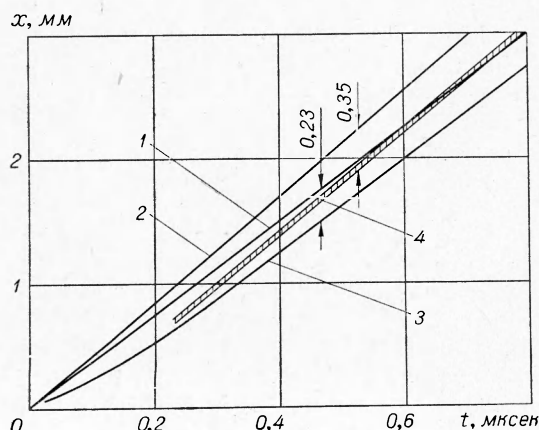


Рис. 7. x — t -диаграмма.

Графики движения: 1 — поверхности плексигласа; 2 — ударного фронта в воздухе над плексигласом; 3 — поверхности медной фольги; 4 — ударного фронта в воздухе над фольгой.

соответствующими точке D_2 . Он, выйдя на свободную поверхность, увеличивает ее скорость до $V_2=V_1+2u_2$. Такой процесс многократно повторяется и скорость фольги (V_3, V_4 и т. д.) возрастая, приближается к своему пределу V_{∞} .

Участок ударного фронта в воздухе, создаваемый движением фольги, также не сразу достигает своих конечных параметров. Поэтому он должен несколько отстать от соседних участков, для которых поршнем служит плексиглас. Для определения этого отставания по p — u -диаграмме были найдены параметры ударного сжатия меди для первых 16 толчков, и для каждого значения скорости свободной поверхности (V_1, V_2 и т. д.) по термодинамическим таблицам [2] рассчитаны соответствующие ей параметры ударного фронта в воздухе. Эти данные собраны в табл. 1.

В этой же таблице приведены значения скорости звука, а в ударно сжатом воздухе и значения предельного угла β , при котором скорость кумулятивной струи, опре-

деленная по формулам (5), (6) в лабораторной системе координат, равна V_{∞} . Если струя возникает из углубления с большим углом раствора, чем указанный в таблице, то он просуществует ограниченное время и снова сольется с фольгой.

По данным табл. 1 была построена $x-t$ -диаграмма (рис. 7). Время между двумя последовательными изменениями скорости свободной поверхности меди принималось равным $\Delta t = S(a^{-1} + D^{-1})$, где $S = 0,05$ мм — толщина фольги; $a = 3,6$ км/сек — скорость звука в меди; D — скорость ударного фронта в меди (из табл. 1). Точный график движения ударного фронта в воздухе, сжимаемом фольгой, не строился, так как он проходит внутри узкой области, заштрихованной на рис. 7. Верхняя граница этой области проведена в предположении, что ударный фронт мгновенно реагирует на изменение скорости фольги. При построении нижней границы предполагалось, что при изменении скорости свободной поверхности меди сначала по ударно сжатому воздуху идет возмущение со скоростью звука, и только когда оно догонит ударный фронт, скорость последнего скачком приобретает значение, соответствующее заданной величине V . Из $x-t$ -диаграммы видно, что разгон фольги завершается за 0,4 мсек. За это время фольга вдавливаются в оргстекло на глубину $0,23 + S = 0,28$ мм, а соответствующий ей участок ударного фронта в воздухе отстает от соседних участков только на 0,35 мм. Если даже не учитывать выравнивания поверхности ударного фронта за счет звуковых возмущений, то и тогда к моменту измерения проводимости толщина слоя ударно сжатого воздуха над фольгой окажется на 3,5% меньше, чем над оргстеклом. С увеличением толщины фольги в два раза, во столько же раз увеличатся приведенные здесь числа. Но и тогда они будут малы, чтобы объяснить изменение проводимости воздуха. Здесь не учтено затухание ударного фронта в плексигласе. Однако точки B и C разошлись на большое расстояние (см. рис. 6). Поэтому окончательная скорость медной фольги в зависимости от толщины откольной пластины плексигласа может оказаться больше или меньше скорости его свободной поверхности. Очевидно для объяснения эффекта понижения проводимости воздуха необходимо предположить, что имеет место второй случай. Нетрудно видеть, что существует оптимальная толщина откольной пластины, при которой ее средняя скорость максимальна. Это объясняется конкуренцией увеличения начальной скорости пластины с уменьшением ее толщины и увеличения тормозящего действия воздуха. Оценка с применением метода $p-u$ -диаграммы, как в работе [23], приводит к оптимальной толщине $S = 0,56$ мм. Ей соответствует прочность на разрыв 2,3 тыс. атм. При этом значении должен наблюдаться наибольший разрыв между средними скоростями пластины и фольги. Принимая для фольги при толщинах 0,05 и 0,10 мм время разгона соответственно 0,4 и 0,8 мсек, можно показать, что разрыв в первом случае не превышает 4%, во втором — 8%. Этим нельзя объяснить понижение проводимости воздуха и наблюдаемое явление. С одной стороны, результаты оптических и электрических опытов с гидродинамическим анализом как будто приводят к выводу о проникновении меди в слой ударно сжатого воздуха. С другой стороны, микрокумуляция способна переносить медь только на незначительные расстояния. Остается допустить, что идет диффузия меди в слой ударно сжатого воздуха, которая уменьшает его проводимость (например, путем химического связывания кислорода). Тогда можно объяснить все особенности явления. В частности, как следует из завышенных значений предельного угла β (табл. 1), вероятно, что кумулятивные струи существуют лишь при

разгоне фольги и только тогда может происходить интенсивное образование паров меди, необходимых для диффузии; с увеличением толщины фольги растет количество испарившейся меди. В разреженном воздухе частички меди не могут сильно прогреться и не испаряются. Поэтому должно отсутствовать влияние меди на проводимость воздуха. Однако и это объяснение встречается с трудностью: ничтожно расстояние l диффузии меди за время опыта t . Для $l=3,5$ мм нужно увеличить коэффициент диффузии на четыре порядка. Поэтому нужно допустить, что под действием градиента давления в ударной волне протекает бародиффузия [3], т. е. ударный фронт сам переносит более тяжелые по сравнению с молекулами воздуха атомы меди. Это не противоречит теории бародиффузии [24]. При наличии бародиффузии ударный фронт должен обладать значительной шириной, убывающей по мере уменьшения количества содержащейся в нем меди, что делает его существенно нестационарным. Видимо это позволит объяснить действие меди на проводимость воздуха.

Бародиффузия в газе, вероятно, может протекать и при ударном сжатии пористых сред. Возможно, что она играет не последнюю роль в загрязнении сжимаемого вещества материалом ампулы [25, 26]. Если будет доказано, что проникновение посторонних атомов в гомогенную среду происходит в момент ударного сжатия, то это можно будет связать с протеканием бародиффузии в этой среде.

Авторы выражают благодарность Г. И. Канелю и В. И. Шевцову за помощь в работе, Г. И. Ададунову, С. В. Першину и В. Е. Фортovu за ценное обсуждение результатов, Н. И. Парфенову за участие в проведении эксперимента.

Поступила в редакцию
28/III 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Лонгмайр. Физика плазмы. М., Атомиздат, 1966.
2. А. С. Предводителей, Е. В. Ступченко и др. Термодинамические функции воздуха для температуры от 1000 до 12000°K и давлений от 0,001 до 1000 атм (графики функций). М., Изд. АН СССР, 1960.
3. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
4. Б. И. Давыдов. ЖЭТФ, 1937, 7, 1069.
5. Пэн Цзяй-Чэн, Пиндорх. Вопросы ракетной техники, 1962, 12, 3.
6. А. С. Предводителей, Е. С. Ступченко и др. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 200 до 6000°K и давлений от 0,00001 до 100 атм). М., ВЦ АН СССР, 1962.
7. R. A. Nielsen. Phys. Rev., 1936, 50, 950.
8. Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. Под ред. Л. С. Полака. М., «Наука», 1971.
9. Р. М. Севастьянов, М. Д. Здункевич. Инж. журн., 1965, 5, 227.
10. А. Н. Несмеянов. Давление пара химических элементов. М., Изд. АН СССР, 1961.
11. Физико-химические свойства элементов. Справочник. Под ред. Г. В. Самсонова. Киев, «Наукова думка», 1965.
12. М. А. Лаврентьев. УМН, 1957, 12, 41.
13. Ф. А. Баум, К. П. Станюкевич, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
14. Физика быстротекущих процессов. Под ред. Н. А. Златина. Т. II. М., «Мир», 1971.
15. Н. Ф. Краснов. Аэродинамика. М., «Высшая школа», 1971.
16. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М., «Наука», 1970.
17. Н. А. Фукс. Испарение и рост капель в газообразной среде. М., Изд. АН СССР, 1958.
18. К. Неницеску. Общая химия. М., «Мир», 1968.
19. Г. А. Ададунов, А. Н. Дремин, Г. И. Канель. МПТФ, 1969, 2.

20. Л. В. Альтшулер, К. К. Крупников, М. И. Бражник. ЖЭТФ, 1958, 34, 614.
21. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
22. А. Н. Дремин, О. К. Розанов и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
23. А. Н. Дремин, Г. И. Канель, А. М. Молодец. ФГВ, 1972, 8, 2.
24. В. Жданов, Ю. Каган, А. Сазыкин. ЖЭТФ, 1962, 42, 857.
25. Г. А. Ададуров, Т. В. Бавина и др. ВИНТИ, № 328—68. Деп., 1969.
26. С. С. Бацанов, В. М. Нигматуллина, И. Г. Юзелевич. ФГВ, 1968, 4, 3.

УДК 662.311.1

ГОРЕНИЕ БАЛЛИСТИТНОГО ПОРОХА Н В ЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

*В. Н. Вилунов, А. А. Дворяшин, А. Д. Марголин,
С. К. Орджоникидзе, П. Ф. Похил
(Москва — Томск)*

Было установлено [1], что в области положительной эрозии опытные результаты с удовлетворительной точностью можно интерполировать линейной зависимостью от параметра эрозионного горения I , полученного в работе [2],

$$\varepsilon = \frac{v_u}{v_0} = \begin{cases} 1 & \text{при } I < I_{**}, \\ 1 + k(I - I_{**}) & \text{при } I \geq I_{**}. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $I = \frac{u\rho}{v_0\rho_{\Pi}} \sqrt{\xi}$; v_u — скорость горения в потоке; v_0 — нормальная скорость горения, определяемая в бомбе постоянного давления; u — скорость потока; ρ — плотность продуктов горения; ρ_{Π} — плотность пороха; ξ — коэффициент сопротивления

$$\xi = 0,316 \left(\frac{\mu}{u\rho d} \right)^{0,25};$$

μ — коэффициент вязкости; d — эквивалентный диаметр потока; k , I_{**} — экспериментальные безразмерные константы в соответствии с [2], слабо зависящие от сорта пороха.

Для пороха Н при скоростях потока газа от 12 до 140 м/сек было получено [1]: $k=0,04$, $I_{**}=5,6$. Дополнительные эксперименты, проведенные в более широком диапазоне скоростей потока от 12 до 300 м/сек и при давлениях $p=30-80$ бар ($1 \leq I \leq 16$), показали, что экспериментальные данные находятся в более близком согласии с прямой

$$\varepsilon = 1 + 0,06(I - 6,7). \quad (2)$$

Дальнейшее увеличение диапазона скоростей потока по методике [1] связано с большими техническими трудностями. Между тем для теоретического анализа процессов горения и практических расчетов необходимо знание закономерностей эрозионного горения и величины коэффициента эрозии при больших скоростях потока.

В настоящей работе изучалось горение пороха Н в звуковом потоке (рис. 1). Из исследуемого материала изготовлялось коническое