

при  $E_0 > 0$ ,  $b_+/|b_-|$ , так и зависимость  $e_r^{(1)}(E^{(1)})$  при  $E_0 < 0$ ,  $b_+/|b_-| = 1/1,4 = 0,714$ .

Возьмем в качестве примера аэрозольную частицу радиуса  $a = 1,5 \times 10^{-4}$  м, которая падает в восходящем потоке воздуха ( $b_- = -1,9 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/В·с),  $\chi = 0,71$ ,  $u = 1,2$  м/с). Максимальный заряд частицы при ее медленном падении ( $v \ll u$ ) равен  $2 \cdot 10^{-15}$  Кл. Высота  $L_m$ , на которой частица приобретает максимальный заряд, зависит также от величин  $E_0$ ,  $n_0$ ,  $I_0$ ,  $e$ . В частности, при  $E_0 \approx 6 \cdot 10^3$  В/м,  $n_0 \approx 5 \cdot 10^8$  м<sup>-3</sup>,  $I_0 = n_0 u = 6 \cdot 10^8$  м<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>,  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл получим  $L_m \approx 2 \cdot 10^2$  м, а при  $n_0 \approx 5 \cdot 10^{12}$  м<sup>-3</sup>,  $I_0 = 6 \cdot 10^{12}$  м<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup> и прежних значениях  $E_0$ ,  $e$  имеем  $L_m \approx 2 \cdot 10^{-2}$  м. При дальнейшем падении частица теряет заряд из-за захвата ионов противоположного знака.

В рассмотренных выше одномерных течениях параметры  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $b_+$ ,  $D_{\pm}$ ,  $u$ ,  $v$  считались постоянными. Применительно к атмосферным явлениям это оправдано при  $L_E \leq 10^2$  м. При существенно больших значениях  $L_E = \kappa R_e$ , вообще говоря, необходимо учитывать зависимость указанных параметров от высоты и наряду с этим неоднородность воздушных течений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. — М.: ГИТТЛ, 1949.
2. Чалмерс Дж. Атмосферное электричество. — Л.: Гидрометеиздат, 1974.
3. Красногорская Н. В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. — Л.: Гидрометеиздат, 1972.
4. Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Электрогазодинамические течения. — М.: Наука, 1983.
5. Pismannik K. D., Brezhneva N. E. et al. Radioisotopic neutralisation of electrostatic charges in industry. — In: Peaceful uses of atomic energy 4th International conference. Proceedings. New York — Vienna, 1972, v. 14.
6. Whipple E. J., Chalmers J. A. On Wilson's theory of the collection of charge by falling drops. — Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1944, v. 70, N 304.
7. Васильева Н. Л., Черный Л. Т. Электрогидродинамика двухфазных сред при электризации частиц дисперсной фазы под влиянием электрического поля. — ПММ, 1982, т. 46, вып. 1.

Поступила 20/V 1985 г.

УДК 533.6.09 + 535.231.6

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ СТРУЙ ВЗРЫВНОГО ПЛАЗМЕННОГО ГЕНЕРАТОРА

Ю. Н. Киселев, В. Б. Рождественский, Г. С. Романов,  
К. Л. Самонин, В. В. Урбан

(Москва, Минск)

Среди различных устройств, преобразующих энергию взрыва в энергию плотной плазменной струи, определенными преимуществами обладает взрывной плазменный генератор (ВПГ) [1]. С помощью высокоэнергетических струй этого устройства созданы источники мощного излучения сплошного спектра [2—4], исследовались сильные ударные волны в газах [5], проводилась термообработка металлических поверхностей [6]. Сложность физических процессов, протекающих при работе ВПГ, требует для их изучения привлечения экспериментальных и теоретических методов. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований ВПГ с камерой сжатия в виде сферического сегмента радиусом 5 см и диаметром основания 9,6 см, заполненного 0,2 г воздуха при 0,1 МПа. Ударник в виде плоской пластины из алюминия толщиной 2 мм ускорялся зарядом ВВ плотностью 1,71 г/см<sup>3</sup>, энергией 3,34 МДж.

Схема эксперимента аналогична применявшейся ранее (см. [7], рис. 1). Плазменная струя от ВПГ, прорвав лавсановую диафрагму, выходит в вакуумированные до 0,1 Па трубку диаметром 1 см, длиной 4 см и стеклянный цилиндрический баллон диаметром 9 см, длиной 15,6 см и тормозится на его дне. Разлет и торможение плазменной струи регистрирова-

лись за фиолетовым светофильтром с эффективной длиной волны 432 нм и полушириной 20 нм с помощью СФР-2М. Яркостные температуры определялись путем фотометрического сравнения яркостей исследуемого объекта и эталонного источника ЭВ-45 [5]. Давление на преграде измерялось тремя пьезодатчиками [4], расположенными на разных расстояниях от центра преграды. Потоки излучения, исходящие от области торможения, измерялись стеклянными пластинками с напыленными полосками алюминия известной толщины. Регистрировались моменты появления свечения на месте испарившихся под действием излучения полосок алюминия, и использовалась экспериментальная зависимость [4] унесенной с поверхности массы алюминия от падающей энергии излучения. Пластинки 1—3 располагались на расстояниях 13,5; 5,0; и 1,5 см от преграды.

Численное моделирование исследуемого процесса работы генератора и удара высокоскоростной плазменной струи о преграду проводилось теоретической моделью ВПГ [8—11], включающей описание детонации, метание пластины продуктами взрыва, двумерное газодинамическое течение плазмы в камере сжатия, выходной трубке и баллоне с учетом переноса собственного излучения и испарения стенок, ограничивающих плазму. Для продуктов взрыва, плазмы воздуха и алюминиевых паров используются уравнения состояния с учетом реальных свойств [12—14]. Спектральный характер излучения учитывался в приближении трех спектральных групп, внутри которых коэффициент поглощения полагался не зависящим от частоты и равным усредненному по Планку спектральному коэффициенту поглощения.

В процессе работы генератора детонационная волна, пройдя по заряду ВВ, ускоряет пластину до 4 км/с на расстоянии около 2 мм за время 3 мкс. Далее скорость пластины достигает 5,5 км/с, а вблизи выходной трубки резко падает из-за противодействия сжатого в рабочей камере воздуха. Сжатие его в полости сферического сегмента осуществляется 2—3-мя ударными волнами [8, 9, 11], причем давление газа может достигать  $\sim 1000$  ГПа, плотность  $\sim 10$  г/см<sup>3</sup>, температура 250—350 кК [10]. В ряде случаев возможна преждевременная остановка пластины до подхода ее к выходному отверстию (к трубке), вследствие чего пластина и стенки камеры могут деформироваться. Более того, это может быть причиной потери плазмы при обратном отстреле пластины или захлопывании ее в «карманах», образованных изогнутыми поверхностями пластины и сегмента. Как показано в [10], характер торможения ударника зависит от ряда факторов: массы газа, паров, поступивших со стенок, радиуса кривизны сегмента и др.

На рис. 1 приведено распределение давления (цифры на изобарах даны в ГПа) по объему камер сжатия радиусов  $R = 8$  и 5 см (*a* и *b*) с одинаковыми размерами ВВ и пластин вначале (в  $R = 8$  см начальная масса воздуха в камере равнялась 0,07 г). На рис. 1, *a* остановка пластины наблюдается на более ранней стадии сжатия, когда плазма еще не полностью вышла из угла, образованного стенками пластины и сферического сегмента. Полная энергия плазмы при одинаковой скорости струи в трубке (64 и 65 км/с) составила 57 и 135 кДж в эксперименте [7] и расчете соответственно. Такое различие, вероятно, обусловлено указанными потерями части плазмы. В случае *b* измеренное и рассчитанное значения скорости у преграды составили 59 км/с при величинах полной энергии 110 и 116 кДж.

На рис. 1, *b* видно, что здесь пластина почти полностью подошла к отверстию выходной трубки (масштабы вдоль осей  $z$  и  $r$  нерегулярные, и истинное расстояние до отверстия 0,2 мм). В этот момент наибольшие значения давления, плотности, температуры и осевой составляющей массовой скорости достигаются на оси симметрии и составляют в максимуме  $p \approx 700$  ГПа,  $\rho \approx 4$  г/см<sup>3</sup>,  $T \approx 174$  кК,  $u \approx 20$  км/с (на рис. 2  $p = 10^3$  ГПа,  $T = 1/11,6$  кК).

Как видно из рис. 3 (линии 1—4 для  $t = 13,5; 14,3; 14,9; 16$  мкс), при разлете компактного сгустка (см. рис. 1, *b*) в вакуумированные трубку и баллон для  $R = 5$  см начальное распределение удельной кинетической

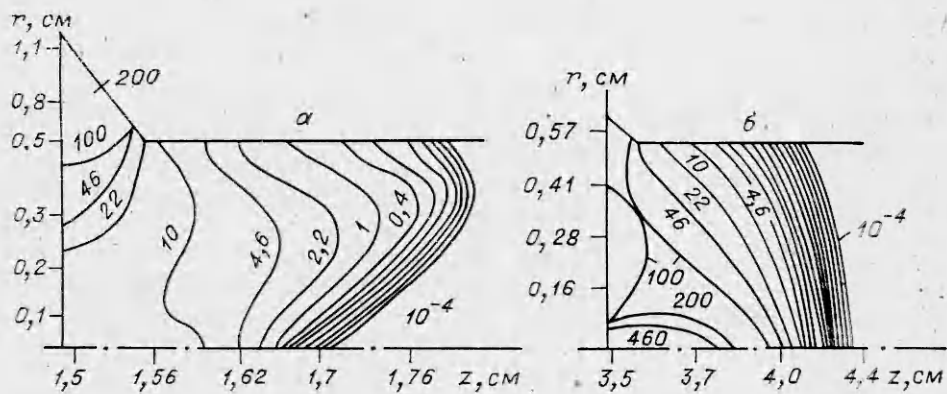


Рис. 1

энергии  $v^2/2$  по массе струи  $m$  быстро видоизменяется ( $t \geq 14$  мкс) так, что головная часть ее, имеющая малую массу, непрерывно разгоняется до момента удара о дно баллона ( $t < 16$  мкс). Массивная часть струи (более  $2/3$  полной массы) замедляется в основном за счет расширения сгустка, имевшего первоначально максимальную скорость. При хорошем соответствии расчетных (сплошные) и экспериментальных (штриховые линии) данных по высокоскоростной части струи (рис. 3) замечено значительное различие в расчете и эксперименте по величине полной массы струи (0,3 и 1,2 г), что указывает на необходимость проведения дополнительного исследования механизма повышенного поступления в струю материала стенок.

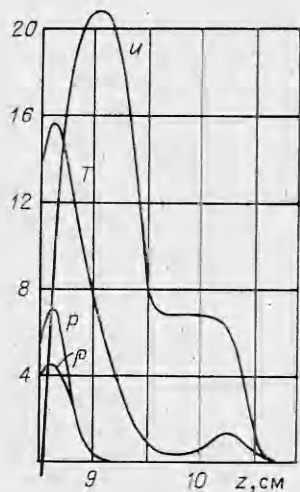


Рис. 2

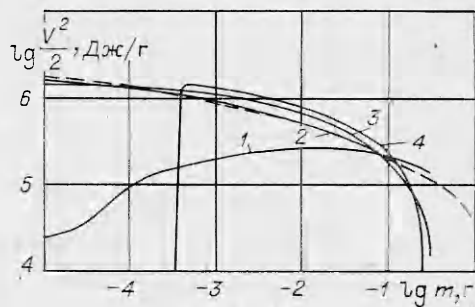


Рис. 3

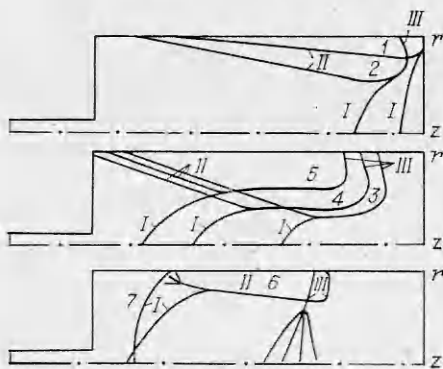


Рис. 4

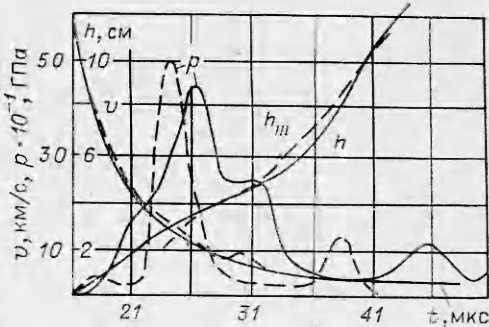


Рис. 5

При истечении струи в баллон в расчете и эксперименте наблюдается радиальное расширение струи со скоростями 25 и 20 км/с. При торможении потока на боковой стенке цилиндра формируется боковая отраженная ударная волна *II*, движущаяся под некоторым углом к оси симметрии. Из рис. 4, где приведена схема развития ударных волн *I—III* для  $t = 20; 22; 24; 26; 28$  мкс (линии *1—5*) внутри баллона для варианта струи ВПГ  $R = 5$  см, видно, что поджатие потока за фронтом боковой волны *II* приводит к запаздыванию отражения струи от торца баллона при  $t > 20$  мкс. Вследствие двумерного характера отражения струи ВПГ в баллоне образуются два фронта *I* и *II*, движущихся вдоль оси  $z$  и вдоль образующей баллона с различными скоростями и составляющих вместе с боковой волной *II* трехволновую конфигурацию (рис. 4, *a—e*). Эта структура распадается при  $t > 30$  мкс (рис. 4, *e*) на две волны, перпендикулярные оси симметрии.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных (рис. 5, сплошные и штриховые линии) обнаруживает удовлетворительное соответствие теории и эксперимента по давлению в центре преграды  $p$  и скорости набегающей струи  $v$ , причем траектория наблюдаемой в эксперименте волны  $h$  хорошо согласуется с траекторией  $h_{III}$  волны *III*, движущейся у боковой стенки. В данном случае плазма в баллоне оптически плотная, поэтому положение ударных волн *I* и *II* экспериментально не регистрировалось.

Значения яркостных температур у преграды составляют в максимуме 60 и 45 кК по измерениям прямо и под углом  $45^\circ$ . Потоки энергии излучения, испускаемые из области торможения, достигают 7,8; 50; 150 МВт/см<sup>2</sup> на пластинках 1—3 при  $t \approx 30$  мкс. Оцененный по результатам измерений выход излучения из ударно-сжатого слоя в этом случае не превышал 3,5 кДж, что составляет 4% от гидродинамической энергии струи. Зарегистрировано, что при реализации изменения плотности струи в диапазоне  $8 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup> за счет дальнейшего расширения струи максимальные потоки излучения снижаются до 30 МВт/см<sup>2</sup>, но в энергию излучения может преобразовываться до 60—77% от гидродинамической энергии части струи, имеющей скорости свыше 10 км/с, что также хорошо соответствует расчетам [9, 11].

Согласие эксперимента с расчетом подтверждает достоверность результатов [3, 4, 7] и правильность теоретической модели ВПГ [8—11].

Авторы признательны В. И. Немчинову за обсуждения и поддержку в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Войтенко А. Е. Получение газовых струй большой скорости.— ДАН СССР, 1964, № 6.
2. Войтенко А. Е., Маточкин Е. П., Федулов А. Ф. Взрывная лампа.— ПТЭ, 1970, № 2.
3. Киселев Ю. Н., Христофоров Б. Д. Взрывной источник мощного излучения сплошного спектра.— ФГВ, 1974, № 1.
4. Киселев Ю. Н., Христофоров Б. Д., Цикулин М. А. Экспериментальное исследование воздействия на преграду источников мощного излучения сплошного спектра.— В кн.: Низкотемпературная плазма в космосе и на Земле. М.: ВАГО, 1977.
5. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах.— М.: Наука, 1977.
6. Кирко В. И. Воздействие высокоэнтальпийной плазмы, полученной с помощью взрывного источника, на внутреннюю поверхность полости и канала.— ФГВ, 1978, № 6.
7. Киселев Ю. Н., Самонин К. Л., Христофоров Б. Д. Параметры струи взрывного плазменного компрессора.— ПМТФ, 1981, № 3.
8. Романов Г. С., Урбан В. В. Численное моделирование взрывного плазменного генератора в газодинамическом приближении.— ИФЖ, 1979, т. 37, № 5.
9. Романов Г. С., Урбан В. В. Теоретическая модель взрывного плазменного генератора.— В кн.: Динамика сплошной среды. Нестационарные проблемы гидродинамики. Новосибирск: ИГ СО АН СССР, 1980, вып. 48.
10. Романов Г. С., Урбан В. В. Численное моделирование взрывного плазменного ге-

- ператора с учетом переноса энергии излучения и испарения стенок. — ИФЖ, 1982, т. 43, № 6.
11. Урбан В. В. Теоретическая модель взрывного плазменного генератора. Автореф. канд. дис. — Минск: НИИ ПФП, 1981.
  12. Куропатенко В. Ф. Уравнение состояния продуктов детонации конденсированных ВВ. — ЧМСС, 1977, т. 8, № 6.
  13. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В. Таблицы квантово-статистического уравнения состояния одиннадцати элементов. — М., 1975. Деп. ВИНТИ, № 2192—75.
  14. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. — М.: Машиностроение, 1965.

Поступила 21/VI 1985 г.

УДК 534.222.2

## МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

В. К. Сироткин, В. В. Сурков

(Москва)

При ударном нагружении твердых тел (диэлектриков, полупроводников, металлов [1—3]) наблюдаются электромагнитные явления, такие как электромагнитное излучение и эмиссия, возникновение тока в цепи короткозамкнутого конденсатора при сжатии его пластин и т. п. При феноменологическом описании этих процессов ударный фронт (УФ) рассматривается как скачок, на котором задаются поляризация, диэлектрическая проницаемость и проводимость вещества, при этом механизм разделения зарядов в УФ не конкретизируется [1]. В данной работе используется иной подход, основанный на изучении кинетики точечных дефектов и дислокаций в ударной волне (УВ), что позволяет исследовать механизмы разделения зарядов в УФ, рассчитать зависимость скачка потенциала (или поляризации) на ширине фронта от амплитуды ударного сжатия, а также объяснить ряд экспериментальных зависимостей.

Наиболее изучены к настоящему моменту ионные кристаллы, имеющие структуру типа NaCl, в которых носители тока в обычных условиях — вакансии положительных ионов. Электризация кристаллов при квазистатической нагрузке (эффект Степанова) связана с перемещением заряженных дислокаций. В экспериментах по ударному сжатию скорость и заряд дислокаций имеют другие значения, поэтому роль дислокаций в образовании заряда на УФ не известна [1]. Объяснение эффекта за счет диффузии вакансий  $\text{Na}^+$  через УФ не дает количественного согласия с экспериментом [1]. В данной работе рассматривается как диффузионный, так и надбарьерный механизм перемещения точечных дефектов и дислокаций с учетом их размножения в УФ.

В УФ происходит размножение дефектов по Френкелю ( $\sim 10^{17}$  см<sup>-3</sup> на каждый процент пластической деформации), поэтому заметную роль приобретают также межузельные ионы (МИ). Сжатие решетки в УФ приводит к искажению равновесной конфигурации атомов в окрестности дефекта, в результате чего последний может перемещаться. При термофлуктуационном механизме вероятность того, что дефект  $k$ -го сорта перейдет из одного равновесного положения в другое, определяется выражением

$$(1) \quad v_k^{\pm} = v_{0k} \exp(-u_k^{\pm}/kT),$$

где  $v_k^{\pm}$  — частота перескоков; индексы  $+$  и  $-$  отвечают перемещению вдоль направления распространения волны и против [4];  $T$  — абсолютная температура;  $v_{0k} = 10^{12} - 10^{14}$  с<sup>-1</sup>;  $u_k^{\pm}$  — энергия активации, характеризующая соответствующий потенциальный барьер и зависящая от координат  $x$ ,  $t$  данного дефекта. Если точечный дефект захвачен движущейся дислокацией, то его скорость равна скорости дислокации  $c_d$ , а частота перескоков  $v = c_d/a$ . В этом случае перенос заряда в УВ осуществляется дислокациями, причем знак заряда дислокации определяется разностью энергий связи с дислокацией дефектов различного типа [5]. Вначале рассмотрим перенос заряда точечными дефектами. Обозначим количество частиц в единице объема в сечениях  $(x - a/2)$  и  $(x + a/2)$  ( $a$  — постоянная решетки) через  $n_{k1}$  и  $n_{k2}$ . Тогда плотность потока частиц через сечение  $x$  имеет вид  $j_k = (v_{k1}^+ n_{k1} - v_{k2}^- n_{k2}) a$ . Разлагая это выражение по параметру  $a$  и учитывая перенос дефектов вместе с веществом и под действием элек-