

В.В. Кузнецов

**ЭФФЕКТЫ
ФАЗОВЫХ
ПЕРЕХОДОВ
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ
НА ВЕЩЕСТВО
ЭНЕРГИИ
ВЫСОКОЙ
ПЛОТНОСТИ**

(НА ПРИМЕРЕ СОУДАРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ)

НОВОСИБИРСК 1985

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ГЕОЛОГИИ И ГЕОФИЗИКИ

В.В. Кузнецов

**ЭФФЕКТЫ
ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ВЕЩЕСТВО
ЭНЕРГИИ
ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ
(НА ПРИМЕРЕ СОУДАРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ)**

НОВОСИБИРСК 1985

В.В.Кузнецов. Эффекты фазовых переходов при воздействии на вещество энергии высокой плотности (на примере соударения металлов). АН СССР, Сиб. отд-ние, Ин-т геологии и геофизики. Отв. ред. д.т.н. А.Г.Кирдяшкин. — Новосибирск, 1985.—72 с.

Предлагаемая физическая модель описывает явления, возникающие при воздействии на вещество энергии высокой плотности, в частности при соударении металлов. Модель основана на предположении, что если в вещество ввести за малое время энергию высокой плотности (удельная энергия порядка теплоты фазового перехода — испарения), то оно (вещество), нагреваясь до температуры выше критической, переходит в "газообразное" состояние, затем охлаждается за счет адиабатического расширения и, конденсируясь, возвращается в свое обычное состояние.

В рамках этой модели находит правдоподобное объяснение ряд экспериментальных фактов, не находящих его в гидродинамической теории таких процессов, как сварка взрывом, явление кумуляции энергии взрывчатых веществ и высокоскоростной удар.

Рассмотренная модель явлений может служить некоторым дополнением существующей гидродинамической теории, а также, возможно, будет "ключом" к пониманию явлений, происходящих в ядре Земли.

Книга представляет интерес для механиков, физиков и геофизиков.

Ответственный редактор д-р техн. наук А.Г.Кирдяшкин

Рецензенты

к.ф.-м.н. А.М.Оришч (ИТПМ СО АН СССР)

В.Г.Филоненко (ИГиГ СО АН СССР)

© Институт геологии
и геофизики СО АН СССР,
1985 г.

Классическая гидродинамическая модель процессов сварки взрывом, кумуляции энергии ВВ, образование кумулятивной струи, предполагает диссипацию механической энергии в тепловую в количестве, необходимом только для перехода металла из твердого состояния в жидкое. Все дальнейшие гидродинамические процессы (включая и проникновение кумулятивной струи) предполагаются недиссипативными, — жидкость рассматривается как идеальная.

В настоящей монографии предложена модель физических явлений, возникающих при соударении металлов, движущихся один относительно другого с большими скоростями. Модель основана на предположении, что кинетическая энергия, выделяющаяся при соударении металлов, посредством диссипативных процессов переходит в тепловую, и вследствие этого возникают явления фазовых переходов. При определенной скорости соударения (или обжатия кумулятивной облицовки) тонкий слой поверхности соударяющихся металлов (или кумулятивной облицовки) испаряется, а затем происходит истечение газодинамической струи, ее охлаждение и образование вначале двухфазной, а затем и жидкой струи металла. При соударении струи с металлической преградой, вследствие диссипации механической энергии, наблюдается испарение и вынос материала преграды.

По своей сущности предлагаемая модель — гидродинамическая (на определенных этапах — газодинамическая), но, так как в ней учитываются явления диссипации энергии движения, ее можно считать гидродинамической моделью диссипативных процессов. На основе этой модели удастся представить условия перехода от режима сварки взрывом к режиму образования кумулятивной струи, способн целенаправленного управления устойчивым режимом сварки и упрочнения взрывом и т.д.; удастся также объяснить ряд экспериментальных фактов, которые не объясняются гидродинамической моделью идеальной жидкости.

Монография интересна представлением гидродинамической модели процессов соударения и кумуляции энергии ВВ с учетом диссипативных явлений. Предлагаемая модель может иметь приложение при изучении геофизических и астрофизических явлений.

К настоящему времени проведено большое количество экспериментов в таких различных областях науки и техники, как действие взрыва на вещество (сварка, образование кумулятивной струи, высокоскоростной удар /10, 16, 25/, воздействие лазерного излучения, лазерный термоядерный синтез - (ЛТС) /5,6/, электронные пучки /15, 22/, взрывающиеся проволочки /8/ и др.

Объединяющим моментом в этих экспериментах является (по мнению автора) тот факт, что вещество, при воздействии на него энергии высокой плотности, поглощает ее долю, по порядку величины соизмеримую с теплотой фазового перехода, - теплотой испарения (эксперименты, без исключения, представляют собой импульсные процессы). После поглощения энергии, вещество претерпевает некоторые фазовые переходы и приходит в движение. Характер этого движения в большинстве случаев - гидродинамический, вещество ведет себя как идеальная жидкость, за некоторым исключением, о котором пойдет речь в предлагаемой работе.

Природа фазового перехода, о котором будет сказано ниже, неизвестна, но, так как вещество превращается из конденсированного состояния в газообразное (или мелкодисперсное), одно из принятых названий его - волна испарения /8/. Если это "испарение", то обратный процесс - возвращение вещества в исходное состояние - естественно назвать "конденсацией". Именно в этом плане рассматривается конденсация в настоящей работе. Очевидно, что первый механизм - "испарение", происходит с поглощением энергии, а второй, обратный первому, - "конденсация", с ее выделением.

Проведение исследований по физике высоких плотностей энергии, несомненно, представляет самостоятельный интерес, заключающийся

в том, что во-первых, дает понимание процессов, происходящих с веществом и, во-вторых, помогает решить важные технические вопросы, такие, как сварка, упрочнение, образование кумулятивных струй. Кроме этого, понимание природы состояния вещества, нагретого до температуры выше критической и сжатого давлением в миллион атмосфер (а именно в таком состоянии оказывается вещество в экспериментах по ЛТС и при соударениях кумулятивных струй с преградой), позволит (возможно) решить вековой вопрос о состоянии вещества в ядре Земли... Действительно, если встать на точку зрения так называемой "горячей" Земли, то оказывается, что самые простые оценки удельной гравитационной энергии, перешедшей в кинетическую энергию сжатия, дают величины порядка нескольких теплот испарения для вещества Земли.

Проведение экспериментов, направленных на выяснение физики фазового перехода вещества, поглотившего удельную энергию, соизмеримую с теплотой фазового перехода этого вещества, представляет собой сложную научно-техническую задачу. Это, несомненно, потребовало бы создания специальной экспериментальной базы, разработки методик, аппаратуры и т.д.

А интерес к физике такого перехода очевиден. Это и физика образования кумулятивной струи, и высокоскоростной удар, и упрочнение металлов взрывом, и вопросы технологии материалов, предназначенных для работы в установках термоядерного синтеза, это и вопросы физики Земли.

Как уже отмечалось, к настоящему времени проведено большое количество экспериментов по физике высокой плотности энергии. Имеется большой экспериментальный задел и в области действия взрыва на металлы.

Традиционно эти явления рассматриваются в рамках разделов теории гидродинамики, разработанной впервые в нашей стране М.А.Лаврентьевым /25, 31/, и находят там вполне удовлетворительное объяснение. Однако далеко не во всех случаях гидродинамический подход позволяет однозначно толковать известные экспериментальные факты /25/. В рамках теории идеальной жидкости не принимается в расчет эффекты фазовых переходов. Учет этих явлений, как следует из настоящей работы, позволяет несколько по-иному, чем при классическом-гидродинамическом подходе, интерпретировать некоторые экспериментальные факты, накопленные в этой

области знаний. М.А.Лаврентьев считал, ... "что накопилось... некоторое количество фактов, не укладывающихся в теорию и требующих для своего объяснения существенных дополнений к теории" / 25. стр. 264 /.

К ним относятся, например, следующие. ... "Нет объяснения тому, что кумулятивная струя формируется на некотором характерном расстоянии—"фокусе" от металлического конуса / 25, стр. 255 /, из теории пробивания не следует оценки радиуса пробиваемого отверстия / 25, стр. 261 /; нет объяснения снижению пробивного действия на малых скоростях кумулятивной струи / 25, стр. 265 /, нет объяснения режиму образования волн при сварке взрывом и перехода режима волнообразования в режим струи, нет объяснения характерной немонотонности глубины пробития к диаметру частицы-ударника в зависимости от скорости ударника" / 25, стр. 296 / и т.д.

Таким образом, автор ставит перед собой следующую задачу. Если удастся с единой, физически непротиворечивой, точки зрения найти объяснение названным экспериментальным фактам, то это может, по-видимому, быть рассмотрено как первый шаг к пониманию физики такого фазового перехода.

В предлагаемой книге ограничимся в основном рассмотрением соударения металлов. Это, как правило, металлические пластины, одна из которых метается на другую с помощью взрывчатых веществ (ВВ). Начальный угол между пластинами - α , угол соударения - γ^* ; скорость точки контакта между пластинами $v_k = D \frac{\sin \beta}{\sin \gamma^*}$, где D - скорость детонации ВВ, угол $\beta = \gamma^* - \alpha$. Скорость v_k по порядку величины ≈ 1 км/с.

Оценим характерное время. Воспользуемся экспериментально измеренной величиной вязкости $\eta / I_6 / (\eta \approx 10^4 \frac{\text{см}^2}{\text{с}})$. Удельная энергия $\epsilon_0 \approx v_k^2 \approx 10^{10} \frac{\text{см}^2}{\text{с}^2}$. Характерное время процесса $\tau \approx \eta / \epsilon_0 \approx 10^{-6} \text{с}$. Характерный размер a_0 определяется скоростью волн испарения, которая (см. гл. II) составляет примерно: $v_{\text{исп.}} \approx 10^4 \text{см/с}$, тогда $a_0 \approx v_{\text{исп.}} \cdot \tau \approx 10^{-2} \text{см}$. Плотность энергии метаемой пластины, выделившейся в точке контакта (при скорости $v \approx 1$ км/с, толщине пластины $h \approx 0,1$ см и плотности металла $\rho \approx 10^7 / \text{см}^3$), $\epsilon \approx 1 \text{ кДж/см}^2$, причем примерно 10 % ее идет собственно на испарение ($a_0 / h \approx 0,1$), около 50 %, на нагрев испарившегося вещества ($m \approx 0,1$ г) до температуры $T \approx \epsilon_0 / c_p \approx 10^4 \text{К}$ (c_p - теплоем-

кость). Величина ε_0 - удельная энергия одного порядка с тепловой испарения U : $\varepsilon_0 \approx U = 5 \cdot 10^6 \text{ кДж/г}$.

Оценим теплопроводное время t : $t = \frac{c_p \cdot \rho \delta^2}{\lambda}$, где λ - коэффициент теплопроводности, величина $\frac{\lambda}{c_p \cdot \rho}$ для металлов порядка ≈ 1 . Если приравнять толщину теплового скин-слоя δ , к характерному размеру a_0 , то можно оценить теплопроводное время t : $t \approx 10^{-4} \text{ с}$, что существенно больше чем τ . Эта оценка показывает, что рассматриваемые нами процессы адиабатические (изэнтропические) и ни в коей мере не изотермические.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

I. Фазовая диаграмма.

Соударение металлов при сварке взрывом, при обжатии кумулятивной облицовки и при высокоскоростном ударе – процессы, происходящие со скоростями порядка нескольких километров в секунду. Можно считать, что внешние условия при этом останутся практически неизменными, теплообмена с окружающей средой не происходит. На этом основании все процессы в дальнейшем будем рассматривать как адиабатические (изэнтропические).

Условная фазовая диаграмма металла приведена на рис. I /3/, где изображены: кривая равновесия жидкость–пар (1), точка K на кривой – критическая точка; кривые 2 – ударные адиабаты, 3 – изэнтропы разгрузки. Направление стрелки 4 показывает в сторону области, которая в пределе будет определена электронным газом Томаса–Ферми. Аналогично, стрелка 5 указывает область идеальной плазмы, стрелка 6 – область идеального газа. Область A, согласно /3/, – неисследованная область с сильным межчастичным взаимодействием. В ней реализуются сложные физические процессы, в частности переходы металл–диэлектрик и диэлектрик–металл, высокотемпературное испарение и конденсация, т.е. фазовые переходы первого рода.

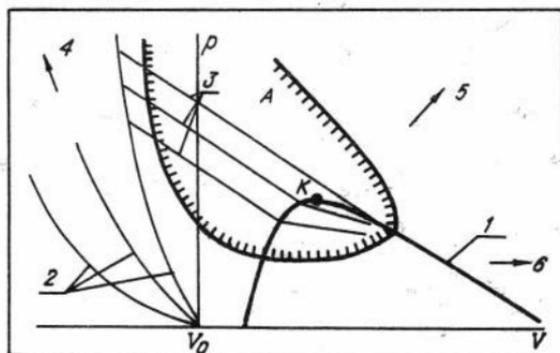


Рис. I. Условная фазовая диаграмма металла /3/.

В критической точке (К на рис. I) исчезает различие между фазами, потому что при температурах и давлениях выше критических, не существует различных фаз и вещество всегда однородно /26/. Теплота испарения U в критической точке обращается в нуль, теплоемкость C_p и адиабатический коэффициент $\gamma = C_p/C_v$ - в бесконечность.

Соударение металлов со скоростями порядка нескольких километров в секунду приводит к появлению в точке контакта, в тонком тепловом скин-слое металла, температур в 10^4 К и более. Критические температуры металлов (меди, алюминия, железа) к настоящему времени не определены с достаточной степенью точности, а получены рядом авторов в результате расчетов. По порядку величины эти температуры не превышают 10^4 К и, таким образом, можно считать, что рассматриваемые процессы находятся в области А, изображенной на фазовой диаграмме.

2. Критические параметры

В таблице I приведены критические параметры температуры, давления, объема, энтропии для трех металлов, полученные разными исследователями.

Таблица I

Металл	T_k, K	$P_k, \text{кбар}$	$V_k, \text{см}^3/\text{г}$	$s_k, \text{Дж}/\text{г} \cdot \text{К}$	Лит-ра
Cu	7830	9,07	0,47	1,97	/3/
	8500				/8/
	8650				/8/
Al	14200				/22/
	6100				4,59
Pb	5530	2,37	0,32	0,56	/3/
	5400				/8/
	4200				2,4

Критические параметры, приведенные в работах /3, 8/, близки по значениям; $T_k \text{ Al} = 14200$ К, по-видимому, завышена. Оценка температуры $T_k \text{ Pb}$ в /20/ производилась по приближенной формуле /19/: $T_k \approx 3 T_{\text{кип}}$ ($T_{\text{кип}}$ - температура кипения).

3. Температура и теплоемкость

Понятие "температура" используется обычно для определения уровня состояния термодинамического равновесия системы, когда производная энтропии по энергии для всех составных частей системы одинакова /26/. В рассматриваемом нами случае, процессы, строго говоря, термодинамически неравновесны, и пользоваться понятием "температура" не вполне корректно. Условимся, тем не менее, что когда при соударении металлов за счет диссипации кинетической энергии происходит импульсный нагрев только скин-слоя металла, температура его $T = \epsilon_0 / C_p$, где ϵ_0 - удельная энергия, поглощенная этим слоем, C_p - теплоемкость. Для металлов при комнатной температуре $C_p \approx C_v \approx 3R \approx 6$ кал/моль·К. По мере увеличения удельной энергии (увеличения температуры), увеличивается и теплоемкость C_v . Райзер Ю.П. и Зельдович Я.Б. /20, 33/ вычисляя термодинамические характеристики металла, при воздействии на него высокой удельной энергии, его теплоемкость определяли как теплоемкость газа при плотности металла (железа). В экспериментах по исследованию испарения ударно-сжатого свинца в волнах разгрузки были получены термодинамические характеристики металла, в частности температурная зависимость его теплоемкости /2/. Здесь же приводится расчет подобной зависимости по данным В.Д.Урлина /38/. Температурная зависимость теплоемкости металла была получена авторами работы /7/ в процессе оценки температуры при ударе кумулятивной струи по металлической преграде. Эти данные приведены на рис. 2, где температура металла выражена в эВ ($1 \text{ эВ} = 11600 \text{ K}$).

Из рис. 2 следует, что однозначно определить зависимость $C_v = f(T)$ в настоящий момент не представляется возможным, однако очевидно, что температура T металла будет возрастать медленнее, чем увеличивается удельная энергия ϵ_0 . Причем, если следовать данным /7/: $C_v = kT$ (k - постоянный коэффициент), температура с ростом ϵ_0 будет подчиняться зависимости $T \sim \sqrt{\epsilon_0}$.

4. Теплота испарения, предел прочности

Теплота испарения, перехода жидкой фазы в газообразную, U определяется температурой T , производной давления по температуре и разностью объемов газообразной V_g и жидкой фазы V_m : $U = T \cdot \frac{dP}{dT} \cdot (V_g - V_m)$, так как $V_g \gg V_m$, вдали от критической температуры.

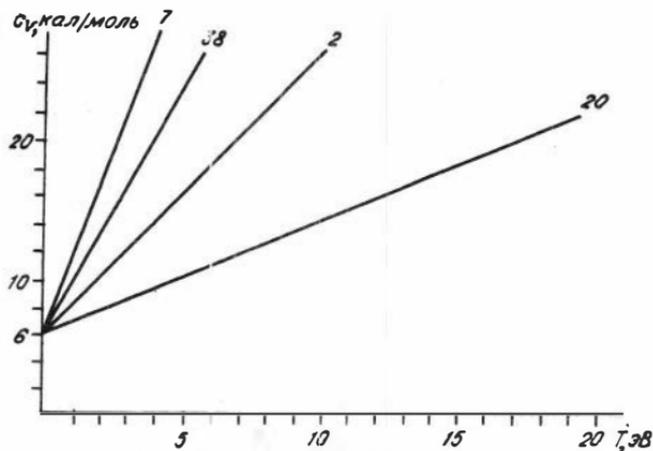


Рис. 2. Теплоемкость металла в зависимости от его температуры.

насыщенный пар можно считать идеальным газом, то $\sqrt{g} = R_0 T / p$ и теплота испарения: $U = R_0 T^2 \cdot \frac{d \ln p}{dT}$. Интегрируя это выражение, получаем: $U = (B_0 - \ln p) \cdot R_0 T$, B_0 - константа. Теплота испарения незначительно убывает с температурой при ее средних значениях и очень сильно - вблизи критической температуры, при которой $U = 0$.

Теплота испарения металлов известна при температуре испарения и давлении паров металлов, равном атмосферному /36, 37/. Известна также кривая фазового равновесия. Эти данные для ряда металлов показаны на рис. 3, в верхней части которого проведена экстраполяция кривой фазового равновесия в области критической точки и видно, что заметное уменьшение величины U начинается с температур $T \approx 0,7 T_k$. В таблице 2 приведены температура и теплота испарения ряда металлов /37/, причем теплота дана в различных единицах.

Теплота испарения жидкости непосредственно связана с поверхностной энергией: $U \approx n \cdot S$ (n - поверхностная энергия жидкости, S - поверхность молекулы). Эта связь была установлена еще Ленгмюром /39/. Поверхностная энергия определяет способность тела удерживаться в компактном виде, т.е. определяет его прочностные свойства. Согласно кинетической теории прочности /34/, энергия активации процесса разрушения U (σ) зависит от начальной энер-

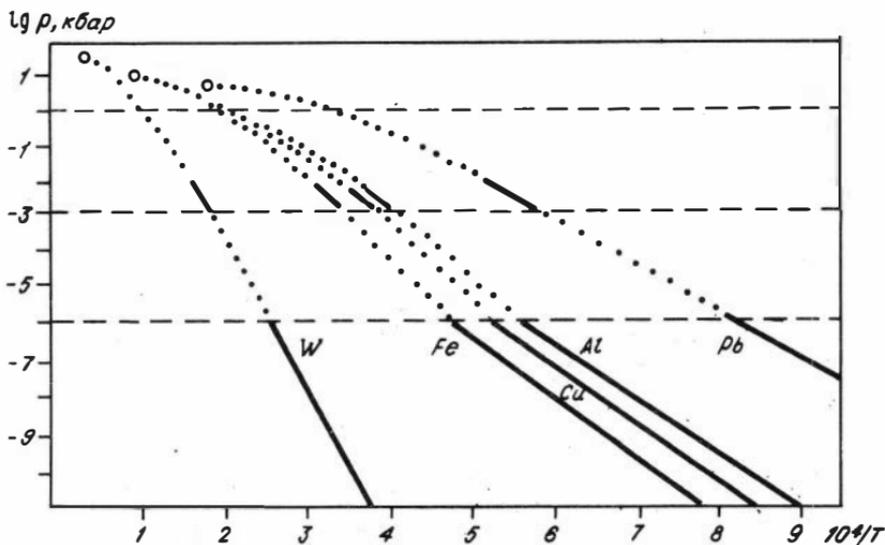


Рис. 3. Кривые фазового равновесия металлов.

Таблица 2

Металл	T _{исп.} К	U _{исп.}				
		U _{ккал} МОЛЬ	U _{кДж} МОЛЬ	U _{эВ} АТОМ	U _{кДж} Г	U (кМ) С
Pb	1751	42,7	179,5	1,8	0,87	0,87
Al	2447	69,9	293,7	2,9	10,88	10,9
Cu	2595	72,4	304	3,0	4,75	4,7
Fe	2973	92,5	388	3,8	6,93	6,9
W	5530	190,2	799	8,0	4,37	4,4

гии активации U_0 и приложенного напряжения σ , снижаясь с его ростом: $U(\sigma) = U_0 - \gamma \sigma$. Член $\gamma \sigma$ выражает ту работу, которую в разрушении тела выполняет внешняя сила - напряжение σ . Остальную часть работы, т.е. $U_0 - \gamma \sigma$, выполняют тепловые флуктуации. Коэффициент γ изменяется в зависимости от обработки тела. Это можно видеть по данным рис. 4 /34/. Все зависимости изображены линиями, сходящимися при экстраполяции в одну

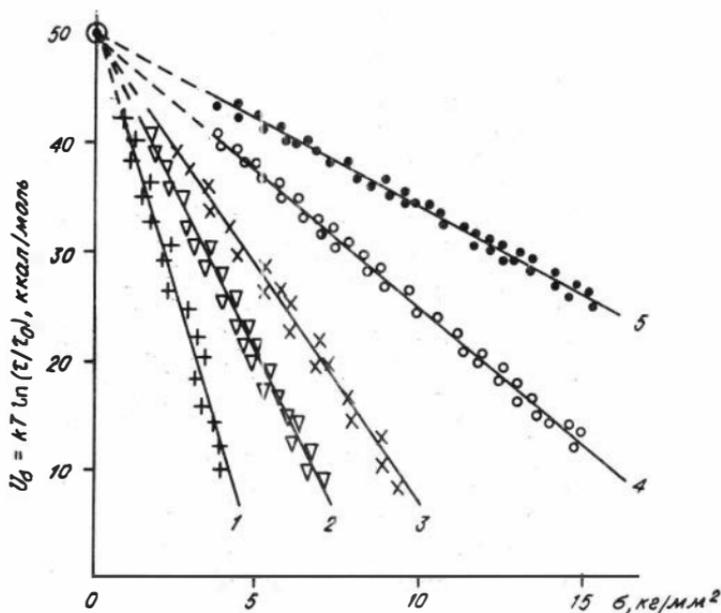


Рис. 4. Зависимость энергии активации разрушения $U_0(\beta)$ от β для Al разного исходного состояния /34/.

1, 2, 3 - отжиг при 550, 420 и 290°C; 4 - прокатка, 5 - легирование.

точку вертикальной оси, что означает неизменность начальной энергии активации U_0 . Значения начальной энергии активации даны в таблице 3. Здесь же, для сопоставления, приведены данные по теплотам испарения в металлах и кристаллах и теплотам термодеструкции в полимерах /34/. Из таблицы 3 следует, что наблюдается практическое совпадение этих величин. Таким образом, можно сделать вывод: энергия тепловых флуктуаций тратится на рассоединение атомов в нагруженных телах, что и составляет сущность процесса разрушения. Начальная энергия активации - это энергия, требуемая для рассоединения атомов тела. Она представляет собой физический предел прочности твердого тела, по величине (и по сути) равна теплоте испарения.

Таблица 3

Металл	Энергия активации разрушения, ккал /моль	Теплота сублимации, ккал /моль	Кристалл	Энергия активации разрушения, ккал /моль	Теплота сублимации, ккал /моль
Ниобий	150	I55-I77	С ионными связями		
Ванадий	129	I23	Фтористый литий	74	64
			Каменная соль	66	58
Цирконий	120	II0-I45	Хлористый калий	55	53
			Хлористое серебро	30	-
Платина	120	I27			
Титан	121	II3	С ковалентными связями		
Железо	100	97	Кремний	II3	III _± 5
			Германий	9I	9I _± 3
Никель	87	85-I02			
Медь	81	80			
Серебро	62	68			
Алюминий (п)	53	} 55(77)	Полимер	Энергия активации разрушения, ккал /моль	Энергия активации термодеструкции, ккал /моль
" (м)	54				
Свинец	42	47	Полипропилен	56	58
Магний	34	35	Поликапроамид	45	43
			Триацетилцеллюлоза	49	45
Цинк (п)	30	} 31	Полиэтилен	25	20-25
" (м)	35		Нитроцеллюлоза	38	38
			Полистирол	33	35
Кадмий	28	27	Полиметилметакрилат	3I	30

Примечание: п - поликристаллический, м - монокристаллический, без значков - поликристаллический металл.

ИСПАРЕНИЕ

I. Воздействие энергии высокой плотности на металлы

В ряде экспериментов по исследованию воздействия на металлы энергии высокой плотности (импульсное лазерное излучение, мощный электронный пучок, высокоскоростной удар и др.) можно обнаружить определенное сходство, заключающееся в образовании на поверхности металла полусферического кратера с диаметром, превосходящим по величине диаметр сфокусированного лазерного или электронного пучка, или диаметр частицы-ударника.

Более подробно изучены эффекты, сопровождающие воздействие лазерного излучения на поверхность металлов. В экспериментах отмечалось, что воздействие мощного лазерного излучения непрерывного действия или импульсной, пиковой (свободной) генерации и воздействие мощного лазерного излучения в режиме модулированной добротности существенно различаются по характеру. В первом случае в металле за счет высокотемпературного испарения и плавления образуется удлиненный кратер либо отверстие, незначительно превышающее по размеру диаметр сфокусированного излучения. Во втором — образуется либо полусферический кратер (как это отмечалось выше), либо такой же кратер и целый ряд мелких кратеров и каверн /5,6,22,35/. Наибольшему разрушению подвергались царапины на поверхности металла, расположенные на периферии центрального кратера /5/. В некоторых опытах поверхность металла закрывалась светонепроницаемой пластинкой. Оказалось, что кратерное поле возникает и в закрытой области поверхности. Авторами работы /5/ высказано предположение, что наиболее вероятной причиной образования таких кратеров является выделение энергии упругих колебаний, возникающих в образце при мгновенном местном нагреве. Формирование кратера происходит вследствие испарения и плавления в ударной волне, распространяющейся в глубь материала. Критерий возможности образования ударных волн, при воздействии лазерного излучения на поверхность поглощающих конденсированных сред, получен В.А.Янушкевичем /42/. Критерий основан на использовании известного в газодинамике явления образования разрыва газодинамических величин в первоначально неподвижной однородной среде. Он выражается

неравенством: $Q / \rho \cdot \tau^2 > c^4 \rho / \mu_\lambda$, где Q - общая поглощенная энергия импульса, ρ - число пиков, τ - длительность импульса генерации лазера, c - скорость звука, ρ - плотность в конденсированной среде, μ_λ - коэффициент поглощения лазерного излучения. Для типичных значений: $c = 5,7 \cdot 10^5$ см/с, $\rho = 10 \text{ г/см}^3$, $\mu_\lambda = 10^4 \text{ см}^{-1}$; импульс длительностью $\tau = 10^{-7}$ с создает ударную волну при $Q / \rho = 10^{-1}$ Дж. Для режима свободной генерации при $\tau = 10^{-6}$ с и $\rho = 10^2$, энергия импульса должна быть $> 10^3$ Дж, т.е. слабый импульс ударных волн не образует.

Возбуждение ударных волн экспериментально наблюдалось при исследовании воздействия на мишень сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) /15/. Возникающая при этом ударная волна, распространяясь по мишени, создает характерный полусферический кратер в образце со стороны воздействия РЭП и откол с тыльной стороны мишени. Например, однократное воздействие на мишень из алюминия РЭП с энергией в импульсе ≈ 1 кДж приводит к образованию кратера в виде полусферы с радиусом ≈ 3 мм. Испаренная из кратера масса $\approx 0,1$ г, удельная энергия $\epsilon_0 \approx 10$ кДж/г ($\epsilon_0 = U_{\Delta T}$).

Аналогичные экспериментальные результаты по образованию полусферического кратера получены при воздействии на мишень частиц массой менее 1 г, ударяющих со скоростью $v_0 \gtrsim 2-3$ км/с. Порядок удельных энергий ϵ_0 , в этих экспериментах также соответствует теплотам испарения U металлов, используемых в качестве мишеней (см. главу VI).

Таким образом, эксперименты по воздействию энергии высокой плотности на металлы дают основание считать, что в том случае, когда энергия выделяется (диссипирует) в малом объеме за малые времена, возможно образование ударных волн, которые являются причиной испарения металлов. Сам процесс испарения также имеет волновую природу и характеризуется волной испарения.

2. Волна испарения

Гипотеза о волне испарения была впервые выдвинута в связи с некоторыми специфическими явлениями, наблюдающимися при взрыве проволочек, через которые разряжается конденсаторная батарея. Затем эти представления были распространены на более общее явление - взрывоподобное расширение перегретой жидкости /8/. Процесс перехода жидкой фазы в пар при импульсном нагреве вещества рас-

смачивается как следствие прохождения через конденсированную среду ударной волны и последующей за ней волны разгрузки, фронт которой распространяется в сжатую область со скоростью звука. В начальной стадии расширение будет также ограничено скоростью звука. Затем начинается испарение, которое может быть либо поверхностным (на границе раздела фаз), либо объемным (за счет кавитации) с образованием пузырьков пара. Второй механизм, как более медленный, Ф.Беннетом /8/ не рассматривается.

Испарение с поверхности будет ограничено некоторой максимальной скоростью, с которой распространяется фронт волны. Так как имеет место фазовый переход, и образующийся при этом насыщенный пар более сжимаем, чем жидкость, предельная скорость волны испарения должна быть намного меньше скорости звука в однородной жидкости. Ф.Беннетом /8/ предпринята попытка доказать, что верхним пределом для скорости процесса динамического испарения будет скорость звука в двухфазной области диаграммы состояния среды. Термодинамическая модель процесса взрывного испарения основана на ряде предположений: рост температуры и фазовые переходы протекают в условиях локального термодинамического равновесия; используется уравнение состояния типа уравнения Ван-дер-Ваальса; жидкой и газообразной фазам можно приписать близкие к реальным теплоемкости; расширение жидкости происходит по кривой стабильности жидкой фазы (см.рис.1).

Скорость волны испарения со свободной поверхности для ряда металлов была измерена в экспериментах со взрывающимися проволочками /8/ (рис. 5). На рисунке приведена зависимость отношения измеренной скорости испарения $v_{исп}$, к вычисленной на основе решения уравнения Ван-дер-Ваальса скорости звука в двухфазной среде c от отношения удельной энергии ϵ_0 к теплоте испарения металлов U . Теоретическая зависимость $v_{исп}/c$, полученная Ф.Беннетом /8/, предполагает квадратичное увеличение скорости испарения с ростом удельной энергии ϵ_0 (кривая 2 на рис. 5). Однако экспериментальная зависимость имеет явную тенденцию приближения к горизонтальной асимптоте.

Скорость звука в двухфазной среде была вычислена для $Al - c = 1,63$ км/с, для $Cu - c = 1,04$ км/с, для $Pb - c = 0,46$ км/с и т.д. /8/.

Рассмотрим скорость звука в двухфазной среде как скорость колебаний атомов на расстояние порядка (или более) межатомного расстояния в металле l_0 в течение характерного времени колебаний

атомов τ_0^* ($\tau_0^* \approx 10^{-13}$ с): $s \sim l_0 / \tau_0^*$. Согласно /39/ на каждом атоме, колеблющемся с частотой l_0 / τ_0^* , может сосредоточиться повышенная кинетическая энергия (тепловая энергетическая флуктуация). Среднее время флуктуаций: $\tau_\phi \approx \tau_0 \cdot e^{\epsilon_{\text{фкТ}}}$. Если тепловая флуктуация привела к испарению атома, то $E_\phi = U$. Вложенная тепловая энергия в этом случае определяется как $kT = \epsilon_0$. Если принять, что скорость испарения $v_{\text{исп}} \sim l_0 / \tau_\phi$, то окажется: $v_{\text{исп}} / s \approx e^{-U / \epsilon_0}$. Эта зависимость приведена на рис. 5 - кривая 1. Она хорошо совпадает с экспериментальными данными для Pb и оказывается завышенной для Al и Cu, тем не менее, соответствует экспериментальным результатам для этих металлов по общему характеру зависимости $v_{\text{исп}} / s$ от ϵ_0 / U . Если допустить, что рассчитанная в /8/ величина S для Al на 30 %, а для Cu в 2 раза ниже, то совпадение экспериментальных результатов с кривой 1 будет практически полным.

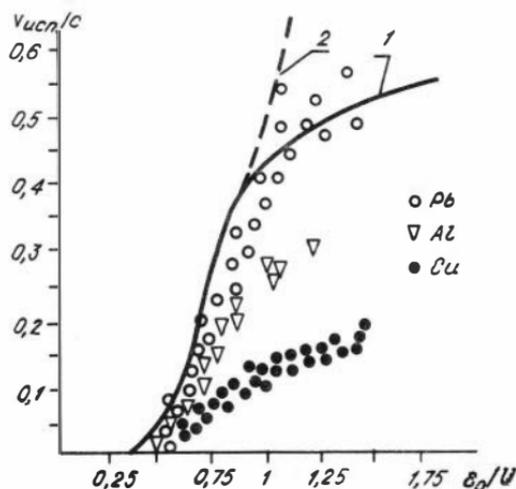


Рис. 5. Зависимость скорости волны испарения от удельной энергии.

Из рис. 5 следует, что заметное испарение со свободной поверхности происходит при уровне энергии, составляющей примерно $0,5 U$, что существенно ниже критерия полного испарения /20/ $\epsilon_0 \approx 2U$. Скорость испарения $v_{\text{исп}} \sim \epsilon_0^2$ до величины $\epsilon_0 / U \lesssim 1$ и $v_{\text{исп}} \sim \epsilon_0$ при $\epsilon_0 / U > 1$.

Аналогичная зависимость скорости испарения как $v_{\text{исп.}} = C (\exp - E_f / kT)$ уже получена /6/. В работе /22/ скорость волны испарения выражается линейной зависимостью: $v_{\text{исп.}} \sim \epsilon_0 / U$.

Представляет интерес вопрос о применимости результатов /8/ измерения скорости волны испарения. С этой целью оценим $v_{\text{исп}}$ и уровень энергии ϵ_0 , вызывающей эту волну испарения, из экспериментов по высокоскоростному удару (см. главу VI). Скорость волны испарения можно оценить по скорости образования полусферического кратера $v_{\text{исп.}} \approx \Delta r / \Delta t$ (Δr — приращение радиуса за время Δt). Форма кратера как нельзя лучше говорит о волновом характере процесса при скоростях удара более 1,5–2 км/с. Величина ϵ_0 / U оценивается из соотношения:

$$\frac{\epsilon_0}{U} \approx \frac{m v^2}{2 M U} \approx \frac{m v^2}{4 \rho U r^3},$$

где m — масса ударника, v — его скорость, ρ — плотность материала преграды, U — теплота испарения материала преграды, r — текущий радиус кратера, $M = \frac{2}{3} \pi \rho \cdot r^3$.

Характер полученной из эксперимента по высокоскоростному удару (гл. VI) зависимости $v_{\text{исп.}} / \text{с} = f(\epsilon_0 / U)$ для Al и Pb удовлетворительно соответствует экспериментальным результатам (см. рис. 5).

Образование полусферического кратера наблюдалось при воздействии лазерного импульса с модулированной добротностью на металлическую поверхность /5/. Авторы данной работы /5/ показали, что общая картина разлета вещества выглядит так же, как при действии поверхностного взрыва. Измеренные скорости испарения поверхностных слоев металла под воздействием лазерного излучения примерно соответствуют приведенным выше. Так, например, при уровне плотности поглощенного потока $\approx 10^9$ Вт/см², $v_{\text{исп.}} \approx 200$ –300 м/с. Указанная плотность потока соответствует, в наших координатах, $\epsilon_0 / U \approx 1$.

Результаты экспериментов со взрывающимися проволочками, по высокоскоростному удару и по воздействию лазерного излучения на мишень показывают, что под воздействием импульсной энергии высокой плотности в металле возникает волна испарения. Скорость ее зависит от уровня энергии. Подобное явление имеет место и при скоростном соударении металлов.

Скорость испарения в обратных секундах на атом металла можно выразить через скорость волны испарения $V_{\text{исп}}$ следующим образом:

$$I = \frac{V_{\text{исп}} \cdot \rho \cdot S^*}{m} \quad (\text{с}^{-1}),$$

где ρ - плотность, S^* - площадь испарения, $m = 1,6 \cdot 10^{-24} \cdot \mu$ (г) (μ - атомный вес).

Учитывая зависимость скорости волны испарения от параметра ξ_0/U (см. рис. 5) и величину теплоты испарения металлов U (см. табл. 2), можно ввести условную "скорость" соударения металлов - " v ", начиная с которой необходимо учитывать эффекты испарения. Для различных металлов эта скорость " v " $\approx \sqrt{(0,3-0,4)U}$ примерно равна: $\text{Pb} \sim 0,5$ км/с, $\text{Cu} \sim 1,2$ км/с, $\text{Fe} \sim 1,4$ км/с, $\text{Al} \sim 1,7$ км/с. Отсюда, например, следует, что при косом соударении металлов и скорости точки контакта $v_k = 1$ км/с, эффекты испарения будут заметно проявляться при углах $\gamma^* \approx 50^\circ$.

КОНДЕНСАЦИЯ

I. Конденсация на поверхности

Изучение процессов конденсации паров металлов на поверхности ограничивалось, как правило, стационарными условиями. Конденсация может носить пленочный или капельный характер, который, в свою очередь, определяется смачиванием. Различают физическое — обратимое и химическое — необратимое смачивание /21/. Коэффициент конденсации был впервые введен Кнудсенем, который, измеряя скорость испарения капли ртути в вакууме, получил величину $I/2000$. Он предположил, что причиной столь низкого его значения являются загрязнения ртути. После предварительной очистки ртути и самой аппаратуры коэффициент конденсации оказался равным $\approx I/9$. Принятые меры по более глубокой очистке ртути дали его значение, близкое к единице /29/. Этот пример показывает — насколько существенным при конденсации паров металлов является отсутствие примесей и загрязнений.

Процессы конденсации в условиях скоростного соударения металлов практически не изучались, хотя они, по-видимому, играют решающую роль и при сварке взрывом, в частности при образовании интерметаллидов и волн; при упрочнении металлов взрывом, когда происходит испарение поверхностного слоя металла и последующая конденсация его. Процессы конденсации играют немаловажную роль и при образовании кумулятивной струи (правда, это уже конденсация в объеме и она будет рассмотрена несколько позже), и при взаимодействии струи и преграды, в частности, при образовании характерного "венчика" /23/, окружающего кратер.

В одной из немногих работ (возможно, единственной) изучалась конденсация на пластине паров металлов, получающихся при испарении кумулятивной струи и металлической преграды /23/. Струи медные и железные взаимодействовали (скорость струи ≈ 7 км/с) с преградами из Zn, Pb, Cu и Fe. Из анализа экспериментальных результатов следует, что лучше всего конденсируется медь, несколько хуже цинк, затем свинец и значительно хуже свинца — железо. Рентгеноструктурный анализ пленки конденсата показал, что испарившийся материал мажени и струи конденсируется преимущест-

вено в виде окислов. Автор работы /23/ наблюдал образование латуни при конденсации паров металлов, полученных при ударе стальной струи по мишени из меди.

Рассмотрим особенности конденсации паров металлов на стенке на примере метания пластины под действием ВВ на неподвижную пластину. При соударении пластин в точке контакта образуются пары металла с температурой порядка критической и выше. Пар металла поступает в пространство, заключенное между неподвижной "холодной" и движущейся, метаемой с помощью ВВ, "горячей" пластинами. Конденсация перегретого пара возникает сразу же при соприкосновении его с поверхностью, имеющей температуру ниже температуры насыщения, т.е. для начала конденсации нет необходимости в снижении температуры всей массы перегретого пара до температуры насыщения /24/. В этом случае на "холодной" стенке возникает пленка конденсата, через каждый элемент поверхности которой передается тепло dq , выделяющееся при конденсации перегретого пара /24/:

$$dq \gg (U + c_p \cdot \vartheta) \cdot dG,$$

где c_p - удельная теплоемкость, ϑ - перегрев паров против температуры насыщения, dG - количество выделившегося конденсата на единице поверхности.

Так как скорость теплопроводности конечна, а характерные времена процесса малы, выделившееся за счет конденсации на стенке тепло не может быть отведено и приводит к увеличению температуры поверхности пленки конденсата. Эта температура тем выше, чем толще пленка. В принципе может наступить момент, когда температура на поверхности пленки будет сравнима с температурой насыщенного пара, в этот момент конденсация на стенку прекратится.

2. Конденсация в объеме

Соударение металлов при скорости в несколько километров в секунду сопровождается испарением и последующей конденсацией паров в объеме, ограниченной поверхностью соударяющихся металлов. Наиболее близкая к рассматриваемой задача о конденсации в облаке испаренного вещества, расширяющегося в пустоту, решена Ю.П. Райзером /33/. В этой работе рассмотрена конденсация паров, об-

разовавшихся при ударе о поверхность планеты железного метеорита. В условии задачи имеем, что в начальный момент, после испарения, этот метеорит представляет собой газообразный шар с массой M , энергией E и плотностью, равной плотности твердого состояния. Предполагается, что начальная внутренняя энергия $\epsilon_0 = E/M$ намного превышает теплоту испарения U . Вся энергия заключена в кинетической и газ разлетается практически инерционно со средней скоростью $V = \sqrt{2\epsilon_0}$. Конденсация начинается в стадии большого расширения и сильного охлаждения. Закон охлаждения дается уравнением адиабаты (I-I рис. 6):

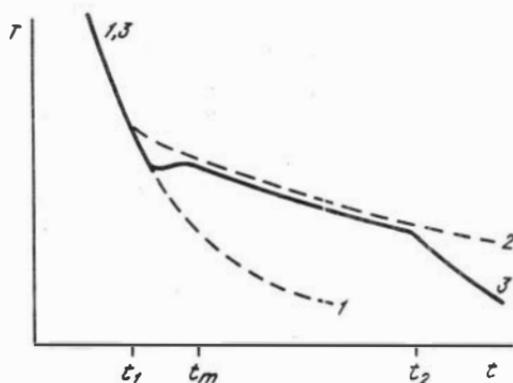


Рис. 6. Зависимость температуры вещества от времени адиабатического расширения /12/.

$$T = [A \cdot e^{s/R_0} \cdot \rho]^{1/\gamma} \sim t^{-3(\gamma-1)}$$

Здесь T - температура пара, s - удельная энтропия, γ - показатель адиабаты, A - константа. Плотность пара $\rho = \frac{3M}{4\pi r^3} = \rho_0 \cdot (t_0/t)^3$, где $t_0 = V_0^2/V$, r_0 - начальный, а r - текущий радиус шара.

Насыщение наступает, когда адиабата Пуассона пересекает кривую упругости пара, которую приближенно можно представить в виде (кривая 2 на рис. 6):

$$p = Be^{-U/R_0 T}, \quad B - \text{константа.}$$

Перейдя состояние насыщения (t_1 , на рис. 6), пар "по инерции" продолжает охлаждаться, следуя адиабате Пуассона, и становится пересыщенным. Скорость образования зародышей жидкой фазы чрезвычайно резко зависит от степени пересыщения, поэтому число зарождающихся центров конденсации очень быстро растет с возрастанием пересыщения. Через небольшое время после момента насыщения скорость конденсации достигает такой величины, что выделение скрытой теплоты останавливает рост пересыщения (t_m). Конденсация продолжает ускоряться при постоянном числе центров вследствие увеличения поверхности капель, к которым прилипают молекулы пара, что приводит в конечном счете к уменьшению пересыщения. Образование новых зародышей, которое чувствительно к величине пересыщения, сразу же прекращается, и в дальнейшем конденсация идет путем прилипания молекул пара к уже имеющимся каплям. Таким образом, все центры конденсации зарождаются в самом начале процесса, непосредственно после достижения состояния насыщения. Число их определяется пересыщением и временем процесса. Концентрация зародышей $N = K \cdot \exp(-b/ln^2 S)$, где S - степень пересыщения пара, K и b приближенно константы.

Пройдя через максимум, степень пересыщения не падает до нуля; регулируя баланс между прилипанием молекул к каплям и испарением капель, она автоматически устанавливается такой, чтобы существовал небольшой избыток прилипания над испарением: скорость конденсации "следит" за расширением и в системе поддерживалось состояние, близкое к насыщению. Адиабата при этом практически совпадает с кривой равновесия двухфазной системы (кривая 3 на рис. 6). При еще большем расширении акты конденсации становятся более редкими, скорость прилипания, которая пропорциональна плотности, т.е. t^{-3} , уже не в состоянии "следить" за расширением, в системе нарушается термодинамическое "равновесие": происходит так называемая "закалка" конденсации. Вскоре конденсация вообще прекращается, и остаток газа (а вместе с ним и капли) снова быстро охлаждается по адиабате Пуассона (кривая 3, после t_2 на рис. 6).

Результаты работы /33/ показывают, что к моменту "закалки" в жидкую фазу переходит до половины массы пара. Конечный размер частиц аэрозоля возрастает с уменьшением начальной температуры газового облака, несмотря на то, что время от начала конденсации до момента закалки при этом быстро сокращается.

Частицы конденсата наибольшего размера образуются при относительно невысоких начальных температурах газового облака, так как конденсация в этом случае происходит при небольших расширениях, а следовательно, при больших плотностях пара и температуре $T \leq T_{кр}$, где $T_{кр}$ — температура критической точки металла.

Отметим еще одно обстоятельство весьма существенное для конденсации. В.П.Райзером /33/ теплота испарения и коэффициент поверхностного натяжения считались постоянными, равными своим значениям при температуре плавления. Однако при приближении температуры вещества T к критической, скрытая теплота испарения U , а вместе с ней и коэффициент поверхностного натяжения σ стремятся к нулю; $U \rightarrow 0, \sigma \rightarrow 0$ при $T_{кр}$. Выделение скрытой теплоты при конденсации в этой области уже не в состоянии компенсировать потери тепла, обусловленные адиабатическим расширением пара. В системе поддерживается пересыщение, при котором происходит рост капель и одновременно образование новых зародышей. Снятие пересыщения и переход к двухфазному равновесию осуществляется в этом случае истощением пара в результате конденсации на каплях.

3. Конденсация в сопле

Конденсация паров металлов, образованных при соударении двух пластин, может происходить не только на этих пластинах, но также и в объеме, образованном ими при соударении. Представим две соударяющиеся пластины как газодинамическое сопло, геометрия которого такова, что возможно сверхзвуковое истечение пара. Скорость звука в парах металла $C \sim \sqrt{T}$, где T — равновесная температура пара, которая, в свою очередь, $T \sim \epsilon_0 / c_p$, а удельная энергия, поглощенная при соударении и переходящая в кинетическую энергию движения пара, $\epsilon_0 \sim v_k^2$ (v_k — скорость точки контакта при соударении). Скорость истечения пара v_n , по определению должна превосходить C и v_k ($v_n > v_k$). По оценкам $v_n \approx (1,5-2) v_k$.

Температура пара для изэнтропического процесса $T \sim [\rho(t)]^{\gamma-1}$, γ — адиабатический коэффициент ($\gamma = 5/3$); была рассчитана для нескольких начальных температур меди (рис. 7, кривая I). Здесь же приведена зависимость давления насыщен-

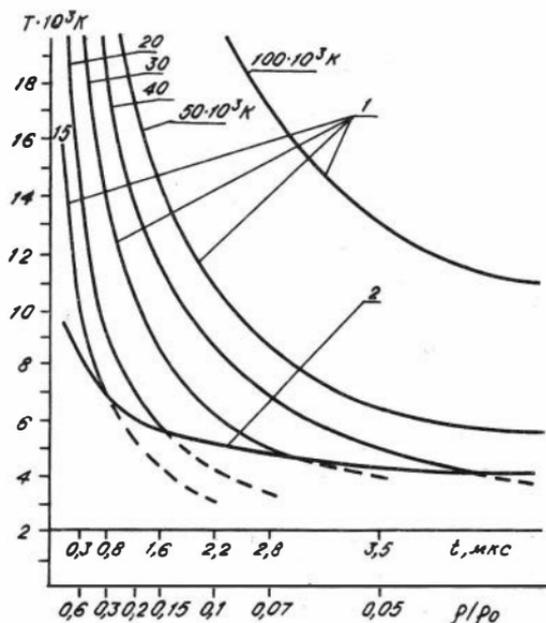


Рис. 7. Адиабаты (I) и кривая фазового равновесия (2) для меди.

ного пара меди (кривая 2). Зная скорость адиабатического расширения v_{II} (v_{II} принималась равной 1,5 км/с), начальную плотность пара ρ_0 (ρ_0 принималась примерно равной плотности металла) и угол β^* между соударяющимися пластинами ($\beta^* = 52^\circ$), можно оценить время, в течение которого плотность пара изменяется от ρ_0 до $\rho(t)$:

$$t = \sqrt{\frac{\rho}{\rho(t)} \cdot \frac{V_0}{v_{II}^2 \cdot b \cdot \operatorname{tg} \delta^{*2/2}}}$$

Здесь V_0 – начальный объем металла, испарившегося при соударении, b – ширина пластины; $V_0 \approx \delta^2 \cdot b$, где δ – толщина испаренного слоя. Заменяя значение V_0 , получаем:

$$t = \sqrt{\frac{\rho}{\rho(t)} \cdot \frac{\delta^2}{v_{II}^2 \cdot \operatorname{tg} \delta^{*2/2}}}$$

Из рис. 7 следует, например, что для начальной температуры

пара $T=20 \cdot 10^3$ К конденсация начнется примерно через 2 мкс после начала разлета пара; для $T=30 \cdot 10^3$ К это время составляет $\approx 3,5$ мкс. Конденсация сильно перегретого пара ($T \approx 10^5$ К) будет происходить при очень малых плотностях $\rho(t)$, что достигается через сравнительно большие промежутки времени.

Конденсация в объеме и в сопле может происходить как на зародышах из собственного пара (так называемая гомогенная конденсация), так и на ядрах конденсации (гетерогенная конденсация). Если в паре имеются примеси, которые могут служить ядрами конденсации, то для ее начала требуются меньшие пересыщения. Например, в экспериментах по исследованию конденсации паров ртути и процессов роста капель в потоке азота /29/ ртуть не конденсировалась даже при пересыщении $S = 1000$ и числе Маха, равном 2,2. Для инициирования конденсации в поток вводились пары рубидия, который высокоэффективен при образовании соединений со ртутью. Относительное содержание рубидия в потоке было невелико - в десять и более раз ниже, чем ртути, однако после его введения конденсация ртути начиналась уже при очень малых пересыщениях.

Дисперсность частиц, образованных при конденсации паров в соплах, возрастает при увеличении скорости парогазовой смеси, при уменьшении радиуса сопла и уменьшении давления пара /4/.

4. Скорость конденсации

Скорость конденсации определяется степенью пересыщения S , т.е. отношением давления пара при заданной температуре $p(t)$ к давлению насыщенного пара при той же температуре p_∞ : $S = \frac{p(t)}{p_\infty}$ (p_∞ для меди $10-12$ кбар).

Оценим скорость конденсации паров меди, воспользовавшись формулой Френкеля /39/:

$$K = \exp\left(-\frac{4\pi\sigma r^*2}{3kT}\right) \cdot 2\pi r^* \frac{p}{kT} \zeta^* \cdot \sqrt{\frac{\psi_A - \psi_B}{3m}} \zeta^*.$$

Здесь σ - поверхностное натяжение, r^* - критический радиус зародыша, $r^* = \frac{2\sigma v_b}{\psi_A - \psi_B}$, v_b - объем молекулы (атома), ζ^* - количество молекул (атомов) в зародыше: $\zeta^* = \frac{1}{\ln^2 S}$, $\psi_A - \psi_B$ - разность потенциалов, $\psi_A - \psi_B = kT \ln S$.

Подставляя значения δ , m , k , T (T – температура вблизи критической) для металлов (меди), получаем скорость конденсации в обратных секундах на один атом:

$$K \approx 10^{26} \exp(-3 / \ln^2 S + \ln S)$$

или для значений $S > 5$, $K \approx 10^{26} \cdot S^{-1/c}$.

Зависимость $\lg K$ от степени пересыщения S представлена на рис. 8. В области сравнительно больших значений ϵ_0/γ , $K \sim S$, но так как пересыщение S пропорционально текущему давлению пара, которое, в свою очередь, линейно зависит от скорости испарения (I), вполне может оказаться, что и $I \sim k_1 \cdot v_k^2$, и $K \sim k_2 \cdot v_k^2$, причем коэффициенты k_1 и k_2 могут принимать различные значения.

В области сравнительно малых значений ϵ_0/γ , т.е. малых величин v_k^2 , I пропорционально v_k^4 ($\sim S$), а величина K мала, она определяется экспоненциальным множителем (рис. 9). Оценки показывают, что диапазон изменения v_k , при котором $K > I$, примерно соответствует 1–3 км/с. Эта область скоростей соударения, при которой происходит сварка металлов взрывом. В области малых значений v_k ($v_k < 1$ км/с) кинетической энергии соударения недостаточно для того, чтобы вызвать волну испарения, скорость испарения слишком мала, паров металла практически нет – нет и свар-

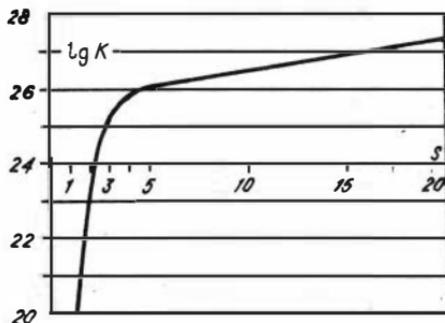


Рис. 8. Скорость конденсации в зависимости от степени пересыщения.

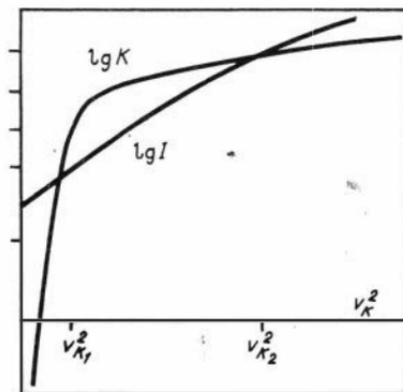


Рис. 9. Скорость испарения и конденсации в зависимости от v_k^2 .

ки. В области энергии, соответствующих диапазону скоростей v_k от ≈ 1 км/с до ≈ 3 км/с, идет интенсивное испарение, и образовавшийся пар металла успевает конденсироваться, так как здесь $K > I$. Эта область характеризуется устойчивым режимом сварки. Далее, с повышением значения $v_k > 3$ км/с, скорость испарения может оказаться выше, чем скорость конденсации, в точке контакта будет присутствовать несконденсированный пар металла, что приведет к непровару, как и наблюдается экспериментально на таких скоростях.

ОБРАЗОВАНИЕ ВОЛН И СТРУЙ

I. Образование, амплитуда и длина волны

Вопросу об образовании волн при скоростном соударении металлов посвящено значительное количество научных исследований. Практически все работы по образованию волн при скоростном соударении металлов основаны на использовании гидродинамической аналогии, позволившей объяснить ряд экспериментальных фактов. Однако некоторые вопросы, такие как происхождение волн на границе раздела металлов, переход от режима волнообразования к режиму кумулятивной струи, узкий диапазон энергий, при которых происходит сварка металлов и т.п., остаются открытыми.

Рассмотрим метание взрывом металлической пластины на неподвижную металлическую пластину (рис. 10) /I6, 30/, расположенную относительно первой под углом α . Ширину пластин примем равной единице ($b = 1$ см).

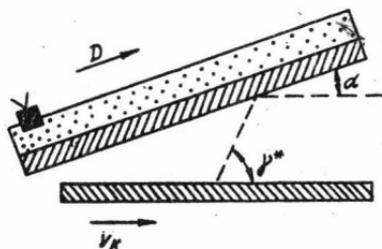


Рис. 10. Схема метания пластины.

Из /I6/ следует; скорость точки контакта при соударении пластин $V_k = D \frac{\sin \phi}{\sin \delta}$, где D - скорость детонации ВВ, угол $\phi = \gamma^* - \alpha$. Высокоскоростное соударение однородных металлов в области скоростей соударения, при которых $K > 1$ (см. рис. 9) должно приводить к устойчивой сварке, причем при малом угле γ^* в принципе не должно наблюдаться ни волн, ни струй. Однако, если на соударяющихся пластинах имеются микронеровности либо в процессе соударения возможны вариации скорости V_k , либо свариваются разнородные металлы, у которых значения величин I и K различны, возможна раскачка колебаний и образование волн.

Инкремент раскачки колебаний может быть определен, например, следующим образом:

$$\beta \sim \frac{\Delta x}{\lambda} \cdot \frac{I}{K} \cdot \frac{\Delta v_k}{v_k} \cdot \omega$$

Здесь β - инкремент (1/с), Δx - высота микронеровностей, λ - длина волны, Δv_k - изменение скорости v_k , $\omega = I/\tau_0$ - характерная частота.

Значение величины β можно использовать для оценки расстояния L , на котором произойдет раскачка колебаний, при наличии одного (или нескольких) из перечисленных выше признаков: $L \sim v_k/\beta$.

Рассмотрим явления, которые могут иметь место при соударении металлических пластин, если на "холодной" неподвижной пластине окажется микронеровность высотой Δx . В точке контакта двух соударяющихся пластин развивается температура T , испарившиеся атомы металла обладают тепловой скоростью $v_T = \sqrt{\frac{2 kT}{m}}$, измеримой по величине с v_k . Пар металла выносится вперед точки контакта и конденсируется на "холодной" пластине равномерным слоем толщиной 2δ (δ - толщина испаренного слоя с каждой пластины). Выделяющаяся при конденсации теплота идет на подогрев поверхностного слоя. Если на "холодной" пластине будет микронеровность, то она может оказаться своеобразным "ядром конденсации", около нее будет сконденсирован слой металла, превышающий окрестную толщину пленки конденсата.

В нашей модели форма образовавшегося слоя (в дальнейшем будем называть его волной) определяется температурным разбросом скоростей испаренных атомов металла, и если допустить, что в нашем случае распределение испарившихся частиц по скорости определяется Максвелл-Больцмановским распределением, то приращение числа частиц dN по скорости dv получаем по формуле:

$$dN = N \frac{4}{\sqrt{\pi} v_T^3} \exp\left(-\frac{v}{v_T}\right)^2 \cdot v^2 dv$$

Заменяя dv на $dl = \tau_0 \cdot dv$, получаем форму волны по длине пластины l . Здесь N - полное число частиц (атомов металла), сконденсировавшихся в волне.

В дальнейшем форму волны будем аппроксимировать треугольной: с высотой волны a и основанием $\approx 2a$.

Подвижная пластина, двигаясь со скоростью V_k , ударяет по образованной первой волне (рис. II). При этом происходит локальное увеличение скорости испарения, иначе, увеличение количества испаренного металла. За счет более интенсивного испарения в момент соударения подвижной пластины с волной может быть образована следующая волна с еще большей амплитудой a . Длина волны λ определяется скоростью переноса пара V_n и временем процесса τ : $\lambda = V_n \cdot \tau$. Скорость V_n для критических (и выше) углов γ^* определяется формулой $V_n = c \sqrt{\frac{2}{\gamma^* - 1}}$, причем кажущийся угол γ_1^* может оказаться больше, чем γ^* начальный (см. рис. II), кроме того, он будет зависеть от амплитуды a .

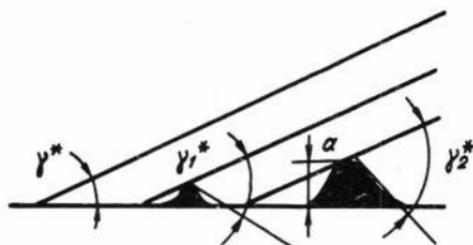


Рис. II. Схема образования волны.

Характерное время процесса складывается из скорости испарения, скорости конденсации и определяется суммарным количеством частиц N : $\tau \sim \frac{N(I+K)}{I \cdot K}$. Величину N можно представить как $N \approx \frac{a^2 b}{V_b}$, где b - ширина пластин, V_b - объем каждого атома. Полагая $I \approx K$, для отношения a/λ получаем:

$$a/\lambda = \sqrt{\frac{V_b \cdot I}{V_n \cdot S^*}}$$

Оценки отношения a/λ для $V_b = 10^{-22} \text{ см}^3$, $v_n \approx 10^5 \text{ см/с}$, $S^* \approx I \text{ см}^2$ ($S \approx \lambda \cdot b$) и $I \approx (10^{25} - 10^{26}) \text{ с}^{-1}$ вполне соответствуют наблюдаемым в эксперименте А.А.Дерибаса /16/: $a/\lambda \approx 0,1-0,3$.

Определим предельную амплитуду волны. Для этого оценим количество тепла Q_k , выделившегося в волне за счет конденсации /24/:

$$Q_k \approx \psi (U + c_p \vartheta) \cdot \rho \cdot v_n \cdot S^* \cdot \tau_0^*$$

Здесь U - теплота испарения (конденсации), ϑ - перегрев пара, c_p - теплоемкость, ρ - плотность металла, ψ - безразмерный коэффициент, определяющий часть пара, участвующего в рассматриваемом процессе, $\psi < 1$.

Как отмечалось выше, Q_k не может быть отведена за счет теплопроводности, поэтому тепло, выделившееся за счет конденсации, пойдет на нагрев образованной волны. В этом случае процесс конденсации будет продолжаться до тех пор, пока температура поверхности не станет близкой к температуре пара. Обозначим эту температуру T_n . Приравнивая Q_{k2} и Q_n , где $Q_n \approx c_p \cdot m \cdot T_n$, m - масса конденсата в волне ($m \approx a \cdot b \cdot \rho$), получаем предельное значение амплитуды волны a пр :

$$a_{пр} \approx \sqrt{\frac{\psi (U + c_p \vartheta) \cdot \lambda \cdot v_n \cdot \tau_0^*}{c_p \cdot T}} \approx 0,1 - 0,4 \text{ (см)}$$

для значений: $\psi \approx (0,1 - 0,01)$, $(U + c_p \vartheta) \approx 10^4 \text{ Дж/г}$, $v_n \approx 10^5 \text{ см/с}$, $\tau_0^* = 10^{-6} \text{ с}$, $\lambda = 1 \text{ см}$, $c_p = 0,4 \text{ Дж/г} \cdot \text{град}$, $T_n \approx 10^3 \text{ К}$.

Часть пара, которая не может сконденсироваться на волне амплитудой a пр, будет выходить из газодинамического сопла, охлаждаться, конденсироваться в объеме, образуя струю. Если по условиям эксперимента перехода движения пара из дозвукового к сверхзвуковому (относительно скорости звука в двухфазной среде) не происходит, например, из-за малой величины угла β^* , это означает, что не происходит и выноса дополнительного количества пара. Этот пар не успевает сконденсироваться, накапливается впереди точки контакта и может приводить к непровару при сварке.

Сударение разнородных пластин практически всегда должно приводить к образованию волн. Это вызвано тем обстоятельством, что скорости испарения и конденсации двух различных металлов практически всегда различны. Форма волн при этом определяется соотношением текущих параметров I и K . Пар разнородных металлов может диффузионно перемешиваться и, конденсируясь в последующем, образовывать различные интерметаллиды.

2. Переход режима волнообразования к струйному

Рассмотрим, в рамках модели, эффекты, которые обязаны иметь

место при вариации угла γ^* (см. рис. 10). Так как вкладываемая энергия пропорциональна v_k^2 , проследим характер изменения скорости точки контакта v_k от величины угла γ^* .

По определению:
$$v_k = D \frac{\sin \beta}{\sin \gamma} = D \left(\cos \alpha - \frac{\sin \alpha}{\operatorname{tg} \gamma} \right),$$

положим угол α постоянным и малым по величине так, что $\cos \alpha \approx 1$, $\sin \alpha \approx 0,1$. Для этого случая характер зависимости v_k от угла γ^* приведен на рис. 12, кривая 1, ($D = 1$). Определим характер зависимости плотности пара от угла γ^* . Полное количество испаренных атомов металла $N \sim V_{\text{исп}} \sim v_k^4$, плотность пара n пропорциональна N и обратно пропорциональна объему испарения V : $n \sim \frac{N}{V}$. Объем $V \sim v_k^2 \cdot \operatorname{tg} \gamma^*$, тогда $n \sim \frac{v_k^4}{v_k^2 \cdot \operatorname{tg} \gamma^*}$. Эта зависимость имеет явно выраженный максимум при угле $\gamma^* \approx 15-20^\circ$ (рис. 12, кривая 2).

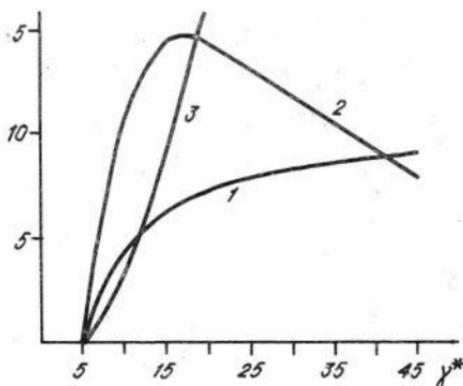


Рис. 12. Зависимость v_k (1), n (2) и λ (3) от угла γ^* .

Рассмотрим движение пара между соударяющимися металлическими пластинками в газодинамическом аспекте. При малых углах плотность пара мала, пар движется с фазовой скоростью v_k , по мере увеличения угла γ^* плотность пара или, с точки зрения газодинамики, расход пара возрастает, достигая максимума при углах $15-20^\circ$. Затем, при дальнейшем увеличении угла, происходит уменьшение плотности (расхода) пара. Оно связано с увеличением объема V , в который происходит испарение. С точки

зрения газовой динамики / I / угол $\gamma^* = 15-20^\circ$ можно рассматривать как критический, при котором плотность потока пара (расход) проходит через максимум. При этом угле возможен переход течения из дозвукового в сверхзвуковое. В этом случае пар начинает двигаться со скоростью $v > v_k$, из-за чего возможен переход из режима сварки взрывом в режим образования кумулятивной струи. Примерно на этих углах подобный переход действительно наблюдался экспериментально /17/.

Длина волны, образующейся при соударении металлов $\lambda = v_k \cdot t$ (до перехода $v = v_k$). Время t пропорционально плотности ρ , тогда $\lambda \sim v_k \cdot \rho$ (см. рис. 12, кривая 3). Подобная зависимость λ от γ^* наблюдалась экспериментально в работе /11/, где было обнаружено явление резкого увеличения длины волны: $\lambda \rightarrow \infty$ при $\gamma^* \rightarrow \gamma_{кр}^*$, причем критический угол $\gamma_{кр}^*$ для Al составлял примерно 0,7 от $\gamma_{кр}^*$ для Cu. В рамках предлагаемой модели характер явления определяется скоростью испарения, которая в свою очередь, пропорциональна скорости звука в двухфазной среде. Согласно данным Ф.Беннета /8/, скорость звука в Al в 1,5 раза превышает скорость звука в Cu, и поэтому максимальное значение $\rho_{кр}$ в Al будет достигнуто при меньших углах, чем для Cu.

3. Измерение температуры точки контакта

В опытах по определению температуры в зоне соединения при сварке металлов взрывом использовался метод естественной термопары /30/. Она получалась при ударе метаемой ВВ медной пластины (I на рис. 13) по фольге толщиной 0,1-0,15 мм из никеля или константана (3 на рис. 13). Фольга располагалась на медной неподвижной пластине 4, приваривалась к ней точечной сваркой в точке 5 и отделялась от нее изолятором 2. Таким образом осуществлялся стационарный режим сварки пластин из меди (I и 4) с переходом на сварку медь-никель или медь-константан (I и 3). Процесс сварки пластина-фольга осуществлялся на длине 10-20 мм и далее искусственно обрывался на верхнем слое изолятора 2. Измеренные температуры для широкого круга толщин метаемых пластин, углов и скоростей соударения находились в интервале 1000-1450 К.

Полученные /30/ величины температур, по крайней мере, на порядок ниже, чем их значения, которые должны были получиться

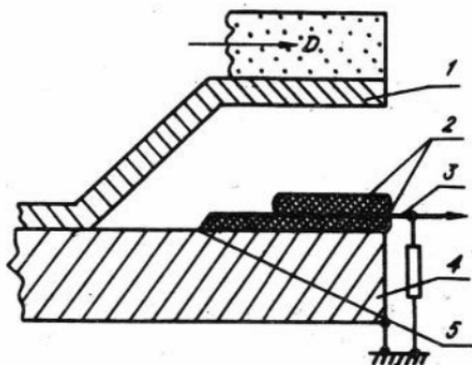


Рис. 13. Схема измерения температуры.

согласно приведенным во введении оценкам. Отметим, что метод термопар вообще принципиально не пригоден для измерения температур, близких по порядку величин к температурам плавления.

Кроме этого, результаты экспериментального изучения инерционности микротермопар /12/ показывают, что инерционность (т.е. временное разрешение процесса) есть мера диаметра термопары. В работе /12/ в результате большого количества различных испытаний показано, что для больших значений коэффициента теплоотдачи, значение термической инерции термопары (ξd_1 в с) оказывается связанным с диаметром термопары соотношением: $\xi d_1 / \xi d_2 \approx (d_1 / d_2)^{1/2}$. В этом случае, по оценкам работы /12/, инерционность термопары описанного выше эксперимента должна быть не ниже 10^{-2} с, что значительно превышает характерное время процесса $\approx 10^{-6}$ с. Таким образом, на основании вышеизложенного вопрос о корректном измерении температуры в области точки контакта остается нерешенным.

4. Определение плотности вещества волн и струй

На рис. 14 изображены рисунки с фотографией, полученных в результате рентгеновской съемки процесса соударения двух медных пластин. Нижняя пластина - неподвижная, верхняя - движется под воздействием ВВ со скоростью $v_k \approx 1$ км/с. Толщина пластины 3 мм, ширина 40 мм. Длительность импульса рентгеновского излучения $\approx 10^{-7}$ с, энергия квантов ≈ 300 кВ. На рис. 14 а задерж-

ка между началом иницирования ВВ и моментом съемки 32 мкс, на рис. 14б - 47 мкс.

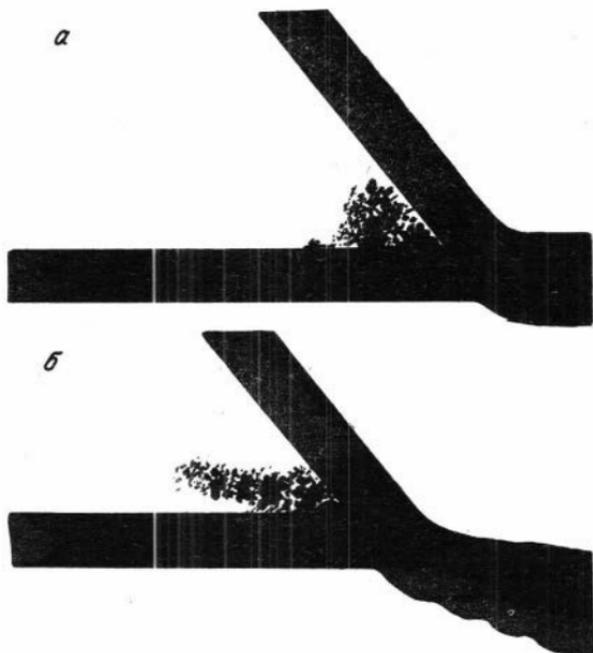


Рис. 14. Рисунки с рентгеновских фотографий процесса соударения.

На рис. 14а,б различим гребень волны, образованный перед точкой контакта на "холодной" пластине. На обоих рисунках различимо также двигающееся впереди точки контакта образование металла, сконденсировавшееся в объеме: а - еще не сформированное образование, б - уже струя.

Распределение плотности образованного конденсата (в отношениях к исходной плотности меди с учетом геометрических искажений) было получено после обработки денситограмм негативов рентгеновских снимков. В расчетах использовалось значение коэффициента линейного поглощения рентгеновского излучения $\mu_{\text{Cu}} = 1,5 \text{ см}^{-1}$.

На рис. 15а приведено распределение плотности, проснятое

для негатива рис. I4а под углом 18° к неподвижной пластине от точки контакта. На рис. I5б тоже под углом 14° для негатива I4б. Из рис. I5а,б следует, что в случае образования струи, ее плотность колеблется в диапазоне $(0,7-0,9) \rho_{Cu}$. Плотность конденсата несколько ниже $(0,6-0,7) \rho_{Cu}$, плотность гребня волны составляет примерно $0,9 \rho_{Cu}$.

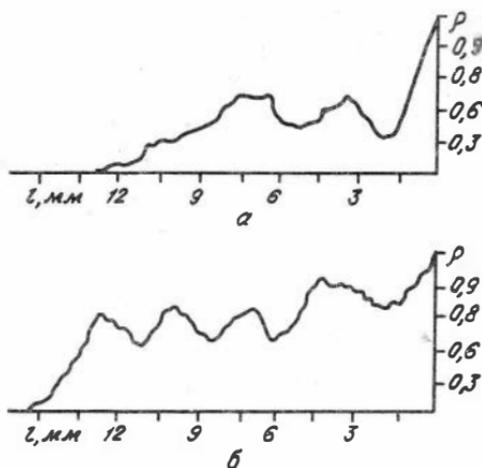


Рис. I5. Распределение плотности.

На рис. I4б и I5б четко различается периодический характер изменения плотности по длине струи; легко видеть, что в струе имеют место четыре сгустка. На рис. I4б, в той части, где пластины были уже соединены друг с другом, можно различить волнообразный характер и выделить четыре волны. Длины образовавшихся волн примерно в два раза больше, чем расстояние между сгустками струи.

В рамках предложенной в настоящей работе схемы протекания процессов результат (см. рис. I4б) можно интерпретировать так, как это изображено на рис. I6. Подвижная пластина, ударяясь о гребень образованной ранее волны, приводит к более интенсивному (чем в окрестности) испарению. Пар металла адиабатически охлаждается и конденсируется. Образованный сгусток конденсата движется со скоростью, достигающей $1,5 v_x$. Этот процесс периоди-

чески повторяется, образуя струю, состоящую из сгустков. Если учесть, что расстояние между сгустками примерно составляет половину длины волны (см. рис. I4б), а также то, что момент процесса на рис. I4б соответствует началу соударения пластины с гребнем волны, можно сценить скорость движения струи конденсата, пользуясь одним кадром (рис. I4б). Действительно, первый сгусток прошел расстояние примерно $l_1 = 4\lambda + 4 \cdot \lambda/2 = 6\lambda$, второй: $l_2 = 3\lambda + 3 \cdot \lambda/2 = 4,5\lambda$, третий: $l_3 = 2\lambda + 2 \cdot \lambda/2 = 3\lambda$. Время движения первого сгустка 4τ , второго 3τ и т.д., где $\tau = \lambda/v_k$, в этом случае оказывается, что скорость движения сгустков (струи) $v_c \approx 1/\tau \approx 1,5 v_k$.

Обратим внимание на рис. I4а, где хорошо различимы гребень волны и облако конденсата, образованное на расстоянии примерно 3 мм от гребня волны. Если допустить, что они сконденсированы из одного источника пара, причем облако конденсата образовалось примерно на 2 мкс позже, чем гребень волны, а это время (2 мкс) было использовано для адиабатического расширения пара до температуры насыщенного, то по данным рис. 7, начальная температура пара $T \approx 20 \cdot 10^3$ К.

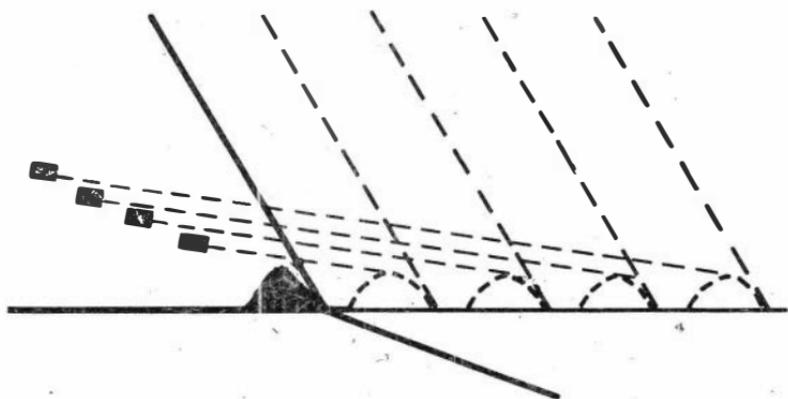


Рис. I6. Схема процесса образования волн и струй.

Сравнивая рис. I4а, б между собой, можно заключить, что процесс волнообразования на рис. I4а находится еще в начальной стадии, в то время как на рис. I4б он приобрел уже стационарный ха-

рактер. Сдвиг по времени между ними (≈ 15 мкс) примерно соответствует времени, которое необходимо для образования трех волн ($t \approx \frac{3\lambda}{v_k} = 18$ мкс, $\lambda \approx 5$ мм). В этом случае та часть длины пластины, на которой произошла раскачка колебаний, примерно равна 20 мм. Если принять $I \approx K$ и не учитывать вариации скорости $\Delta v/v_k$, инкремент раскачки колебаний $\beta \approx v_k/L = 5 \cdot 10^3$ с⁻¹, тогда $\frac{\Delta x}{\lambda} = \frac{\beta}{\omega} = 5 \cdot 10^{-3}$ ($\omega = I/\tau_0 = 10^6$ с⁻¹). Высота микронеровностей Δx , полученная из оценочного расчета, порядка 30 микрон, что вполне реально может наблюдаться в эксперименте.

ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ

I. Результаты экспериментов

В работе /28/ экспериментально исследовались эффекты, возникающие при взрывном обжатии вязкой цилиндрической оболочки. Исследуемая медная цилиндрическая оболочка I на рис. I7, окруженная слоем ВВ (ТТ 50/50) 2, заключалась в конический генератор 3, который возбуждал цилиндрическую детонационную волну одновременно по всей поверхности ВВ. Начальная скорость схлопывания 1,7 - 2 км/с. Экспериментально наблюдалось образование в начальный момент высокоскоростной струи, обладающей малой плотностью, затем струя представляет собой поток мельчайших частиц металла и, наконец, образуется третья струя с плотностью, равной плотности исходного вещества (4, рис. I7). В работе /28/ делается предположение, что газообразная природа материала высокоскоростной струи обязана сильному нагреванию оболочки в процессе схлопывания ($T \approx 3 \cdot 10^4$ К). Испарившийся материал внутренних слоев оболочки свободно вытекает вдоль оси симметрии еще до полного схлопывания и образует высокоскоростную струю.

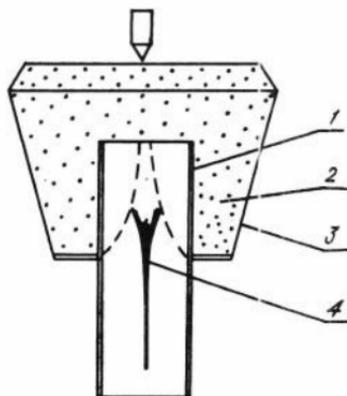


Рис. I7. Схема эксперимента по обжатию цилиндрической оболочки /28/.

В работе /32/ делается попытка рассмотреть высокоскоростную и основную кумулятивные струи как истечение сильно сжатого металла в вакуум. Причем предполагается, что при истечении металла лишь частично превращается в пар, а частично находится в жидкой фазе. В этом случае образование высокоскоростной и основной кумулятивных струй и их скорости должны определяться состоянием материала в них. В работе получены оценки уровней внутренней энергии нагретого вещества (Δl , $\epsilon_0 \approx 17$ кДж/г), температуры ($T = 7100$ К) и давления ($P \approx 2,3$ Мбар). Экспериментально исследовалось влияние давления остаточного газа в камере, в которую происходит истечение металла из кумулятивной воронки, на величину скорости высокоскоростной части струи. На рис. 18 нанесены экспериментальные точки, соответствующие скорости высокоскоростной части кумулятивной струи из Al в зависимости от $\lg p$ (P в мм рт.ст) в баллоне, который предварительно откачивался, наполнялся до требуемого давления аргоном и герметически скреплялся с кумулятивной облицовкой. На основании экспериментальных результатов делается вывод, что высокоскоростная кумулятивная струя состоит из пара материала облицовки, а основная кумулятивная струя — в основном из жидкого металла.

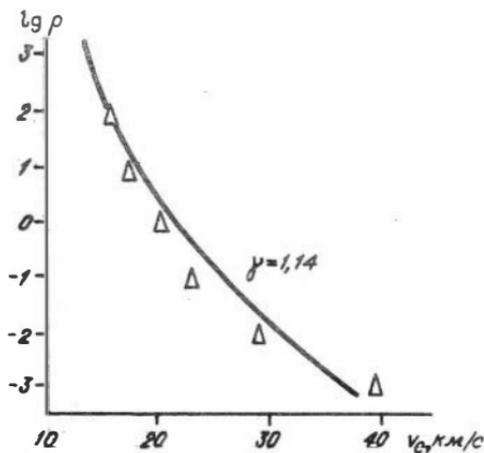


Рис. 18. Скорость струи в зависимости от давления остаточного газа /32/.

Особый интерес представляют результаты экспериментов по

прямому измерению температуры струи /44,45/, которая определялась по отношению сигналов двух инфракрасных радиометров (рис. 19). Медная кумулятивная струя, образованная при срабатывании заряда I, формировалась в вакуумной камере 2. Излучение, генерируемое кумулятивной струей, через сапфировое окно в камере выводилось на зеркало 3 и затем на два независимых ИК-радиометра 4, регистрирующих его в диапазоне 2–5,5 микрон – один и 4–5,5 микрон – второй. Типичные осциллограммы, полученные авторами работ /44,45/, приведены на рис. 20. Регистрировалось отношение сигналов с двух радиометров по прошествии первой микросекунды после появления сигнала.

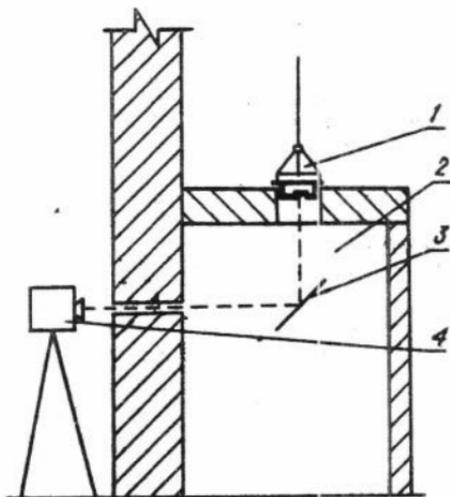


Рис. 19. Схема эксперимента по измерению температуры струи /44/.

Измеренная таким образом температура составляла 400–500°С, хотя наблюдались случаи, когда регистрировалась температура 800°С и более, а в одном эксперименте зафиксирована температура $\approx 7000^{\circ}\text{C}$. Следует отметить, что по оценкам авторов, временное разрешение ИК-радиометров и регистрирующей аппаратуры – порядка одной микросекунды. Авторы работы /44/ не нашли убедительной интерпретации своих результатов. Достоверность их измерений основана на предварительных измерениях остаточных температур медных пластин после нагружения их мощной ударной волной. Тем не менее,

они делают вывод относительно того, что струя твердая, так как температура медной струи значительно ниже точки плавления меди.

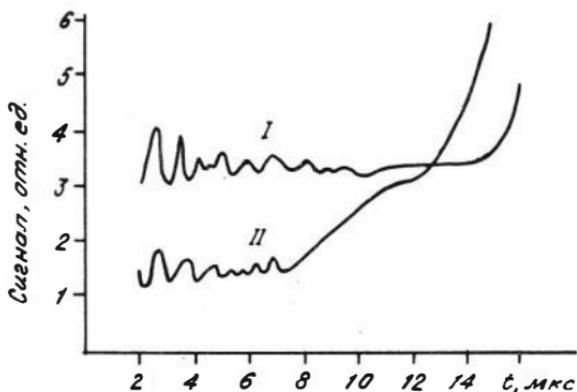


Рис. 20. Сигналы с ИК-радиометров /44/.

Структура струи исследовалась в другой работе /13/, в которой была получена ее дифрактограмма при помощи одного импульса рентгеновского излучения длительностью 70 нс. Схема установки для получения дифрактограммы кумулятивной струи изображена на рис. 21.

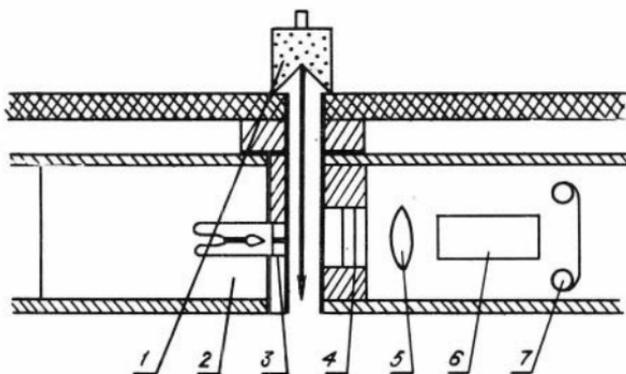


Рис. 21. Схема эксперимента по исследованию структуры кумулятивной струи /13/.

Кумулятивный заряд I с облицовкой из Al установлен на столе. Импульсный рентгеновский генератор 2 в защитном кожухе из Al расположен под столом. Рентгеновское излучение выходит в горизонтальном направлении через стальной коллиматор 3. Система детектирования расположена в аналогичном защитном кожухе, в котором помещено светонепроницаемое взрывоустойчивое, многослойное окно для рентгеновского излучения 4. Внутренняя поверхность окна представляет собой люминесцентный экран, изображение с которого через объектив 5 поступает на электронно-оптический усилитель изображения 6 и регистрируется на фотопленку 7. Установка калибровалась по дифракции рентгеновского излучения на кристалле сапфира. Дифрактограмма кумулятивной струи снималась через 80 мкс после детонации кумулятивного заряда. При этом головка струи полностью прошла мимо окна системы детектирования. Скорость струи из Al составляла в этот момент 6,4 км/с. Анализ дифрактограммы струи показал, что она состоит из твердых частиц размерами от I до 0,01 мм.

3. Образование струи

Согласно нашей модели, в процессе соударения (схлопывания) металла внутреннего поверхностного слоя кумулятивной оболочки слой нагревается до температур порядка $(1-3) \cdot 10^4$ К, что по порядку величины превышает температуру критической точки для таких металлов как Al и Cu ($T_K \approx 8,5 \cdot 10^3$ К). После прохождения ударной волны, вызываемой схлопыванием (соударением) оболочек металла, происходит интенсивное испарение его со скоростью волны испарения, не превышающей скорости звука в двухфазной среде. Под двухфазной средой полагается пар металла с межатомными расстояниями, незначительно превышающими эти расстояния в плотном веществе. Плотность такой среды в начальный момент практически равна плотности металла. В последующие, за счет адиабатического расширения, плотность среды (паров металла) $\rho(t)$ будет изменяться пропорционально t^3 (t - время от начала соударения),

$$\rho(t) = \frac{M}{V_0 + v(t)}$$

Здесь M - масса испаренного металла, V_0 - его начальный объем, $v(t) = \frac{\pi}{2} \cdot v_{стр}^3 \cdot \operatorname{tg}^2 \alpha / 2 \cdot t^3$, где $v_{стр}$ - скорость расширения (скорость струи), α - угол кумулятивной воронки.

Температура расширяющегося пара будет изменяться по адиабате Пуассона: $T \sim (1/\rho(t))^{(\gamma-1)}$, где $\gamma = C_p/C_v$ - отношение теплоемкостей (для одноатомного газа $\gamma = 5/3$). В определенный момент времени и в определенной точке пространства внутри кумулятивной воронки адиабата пересечет кривую насыщения, так как температура насыщения зависит от объема очень слабо, по логарифмическому закону: $T = \frac{U}{R_0} (\ln \frac{V_{\text{пар}}}{V_0})^{-1} / 20$. Здесь U - теплота испарения, R_0 - газовая постоянная, $V_{\text{пар}}$ - объем пара, V - постоянный множитель. В этот момент произойдет конденсационный скачок: пар перейдет в жидкость, образуется собственно кумулятивная струя, причем температура струи при этом практически не отличается от температуры пара /14/. На рис. 22 изображены адиабаты 11 для различных начальных температур (кривые 1), а также кривая насыщения 2. По горизонтальной оси - изменение объема (плотности) $\rho \sim 1/V$, а также временной масштаб (t_1) процесса для $v_{\text{стр}} = 6,4$ км/с и $\alpha = 60^\circ$. Из рисунка следует, что при начальной температуре $T \approx 30 \cdot 10^3$ К конденсационный скачок наступает через $\approx 0,5 \cdot 10^{-6}$ с (от начала разлета пара) при плотности пара $\rho = 0,1 \rho_0$. Температура пара, а собственно и начальная температура кумулятивной струи при этом $5 \cdot 10^3$ К. Весь процесс происходит на расстоянии от точки соударения $l \approx v_{\text{стр}} \cdot t = 3$ мм. Из рис. 22 также следует, что если начальная температура порядка 10^5 К, то время $t \gg 1$ мкс, а $\rho \ll 10^{-2} \rho_0$. Очевидно, что компактной кумулятивной струи с плотностью, близкой к плотности металла, при таких условиях не получить.

Температура кумулятивной струи, по мере ее движения, должна уменьшаться, следуя по адиабате равновесной двухфазной системы пар-жидкость /20,33/. В этом случае температура, по крайней мере температура внешней поверхности струи, изменяется обратно пропорционально $\ln t^3$ (t - время движения от начала процесса). Так как процессы теплопроводности за столь короткие времена ($\approx 10^{-5}$ с), по-видимому, не могут выравнять температуру по сечению струи, температура внутренней части струи может быть выше, чем наружной. Кривая изменения температуры струи приведена на рис. 22 (кривая 3), из которого видим, что поверхность струи охлаждается примерно до $T \approx 500$ К через 10-20 мкс после начала процесса.

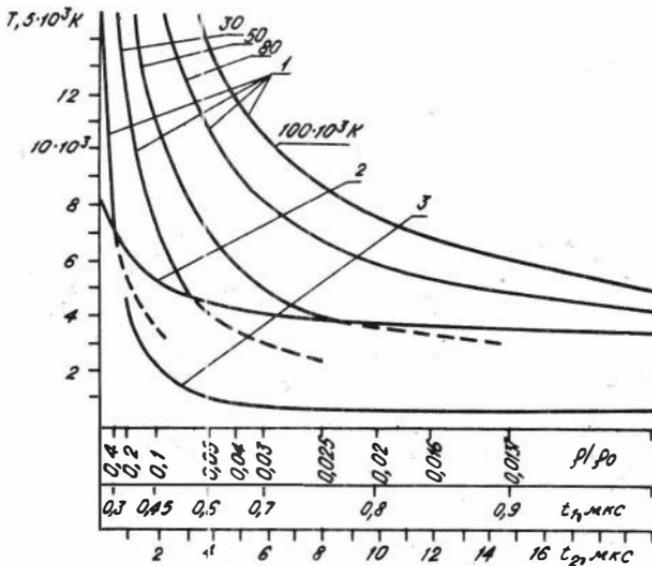


Рис. 22. Адиабаты A_1 .

Оценим $v_{\text{стр}}$, для этого условно примем, что температура пара до его конденсации примерно одинакова в объеме, ограниченном кумулятивной оболочкой. Средняя тепловая скорость молекул (атомов) из кинетической теории газов определяется как $v_a = \sqrt{\frac{8R_0 T}{\pi \mu}}$, μ — молекулярный (атомный) вес. Скорость звука в газе очень близка к тепловой скорости молекул /18/, для одноатомных газов $v_a/C = 1,236$. Здесь C — скорость звука в газе (в нашем случае — в парах металлов). Если считать, что пар металла (до скачка конденсации) вытекает из кумулятивной воронки как из газодинамического сопла, то тогда скорость истечения $v_{\text{стр}} = C \cdot \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} = \sqrt{\frac{2R_0 T \gamma}{(\gamma-1)\mu}}$, для A_1 : $v_{\text{стр}} = 4) \cdot \sqrt{T}$ м/с. Скорость струи в A_1 6,4 км/с, согласно приведенным оценкам, должна получиться при начальной температуре пара: $T \approx 25 \cdot 10^3 \text{ K}$. В дальнейшем, сформированная из сконденсировавшегося пара кумулятивная струя будет двигаться с этой скоростью по инерции. Изменение начальной температуры пара в ту или иную сторону приведет к изменению скорости струи и, как было отмечено выше, к изменению начальной плотности пара.

В момент достижения температуры насыщения пар металла начнет конденсироваться. Число образовавшихся зародышей конденсации определяется пересыщением, т.е. отношением давления пара при температуре конденсации к давлению насыщенного пара при той же температуре. В кумулятивной воронке легко реализуются пересыщения $S \approx 3-5$, скорость конденсации в расчете на атом $K \approx (3-5) \cdot 10^{26}$ л/с, что для характерного времени $t \approx (3-5) \cdot 10^{-7}$ с, составляет $\approx 10^{20}$ зародышей, представляющих собой образования, состоящие из 2-5 атомов. Часть зародышей за счет процессов конденсации и коагуляции превращается в капли, из которых, согласно эксперименту по получению рентгеновских дифрактограмм кумулятивных струй, и состоит компактная часть струи.

3. Размер частиц

Оценим размер капель или, как отмечается в [13], твердых частиц, из которых состоит струя. Согласно кинетической теории газов, время одного соударения $t = \frac{1}{\sigma n v}$, n - плотность пара, v - скорость, по порядку величины $v = v_a$, σ - сечение, причем $\sigma = \pi r^2$, где $r = \sqrt[3]{V_k}$, V_k - объем капли, $V_k = V_b$, V_b - объем атома, Q - число атомов в капле. Сечение $\sigma = \pi (v_b Q)^{2/3}$. Суммарное время столкновений, необходимое для того, чтобы капля выросла от одного атома до Q :

$$t = \int_1^Q \frac{1}{\sigma \cdot n \cdot v} dQ = \frac{1}{V_b^{2/3} n v} \int_1^Q \frac{dQ}{Q^{2/3}} = \frac{3\sqrt[3]{Q}}{V_b^{2/3} \cdot n v};$$

подставляя известные значения V_b , вместо $Q - v$, приняв $v = 10^6$ см/с и характерное время роста капли $t \approx 0,5 \cdot 10^{-6}$ с (см. рис. 22), получаем верхнюю оценку размеров капли как функцию плотности:

$$r(\text{см}) \approx 0,5 \cdot 10^{-22} \cdot n \quad (n = \text{л/см}^3) - \text{прямая I на рис. 23.}$$

Оценим нижнюю границу размеров капли по гидродинамическому критерию. Определим размер капли из условия, что она будет забирать на себя все частицы пара, находящегося в объеме в виде цилиндра, радиус которого определяется как произведение скорости звука в двухфазной среде [8] ($c \approx 10^5$ см/с для Al) на характерное время t (t как и ранее $0,5 \cdot 10^{-6}$ с). Длина цилиндра определяется как произведение скорости струи на то же время t :

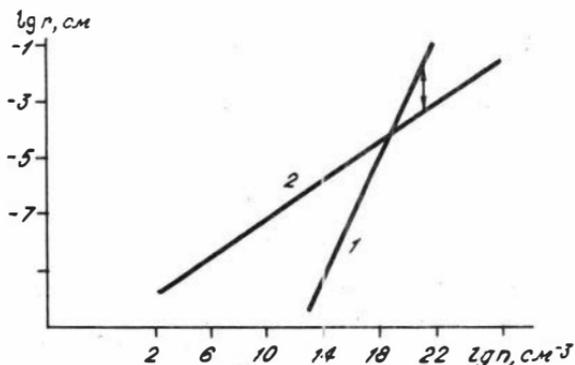


Рис. 23. Размер "капли" как функция плотности пара.

$V_4 = \pi \cdot v_{\text{стр}} \cdot c^2 \cdot t^3$. Объем капли в этом случае: $V_k = n V_{\text{ц}} \cdot V_b$, что приводит к значению размера капли: $r \approx \sqrt[3]{c^2 \cdot v_{\text{стр}} \cdot t^3 \cdot n \cdot V_b} = \sqrt[3]{n \cdot 10^{-10}}$, прямая 2 на рис. 23.

Из рис. 23 следует, что при плотности $n(t) = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, размеры частиц, образовавших кумулятивную струю, должны находиться в пределах 0,01–1 мм, что и наблюдалось Гринем /13/ при скорости струи $v_{\text{стр}} = 6,4 \text{ км/с}$ в А1.

4. Температура струи

Рассмотрим вопрос о температуре кумулятивной струи. Согласно модели, предлагаемой в настоящей работе, начальная температура капель, образовавших струю, порядка $5 \cdot 10^3 \text{ К}$ вследствие того, что в процессе конденсации температура существенно не изменяется, радиационное охлаждение и теплообмен с внешней средой за времена порядка 10^{-6} с практически изменить температуру струи не могут. За эти же времена капля, находящаяся при температуре $5 \cdot 10^3 \text{ К}$, испарится не более, чем на 5–10 % от своего веса. Капли в струе окружены тонким слоем пара, что не позволяет им за столь малые времена соединиться в полностью монолитную струю.

Измерения температуры кумулятивной струи, приведенные в работе /4/, основаны на регистрации двухцветным радиометром ИК-излучения. Они базируются на предварительных экспериментах авто-

ров по измерению температуры поверхности металла (меди) при разгрузке на ней мощной ударной волны. Быстродействие прибора порядка 10^{-6} с, измеренная температура струи порядка $400-500^{\circ}\text{C}$.

Результаты измерения температуры струи /44,45/ в течение первой микросекунды от начала процесса значительно отличаются от оценок, полученных в настоящей работе. Здесь уместно обратиться к работе /20/, в которой вопросу определения температуры в мощной ударной волне радиационными методами уделено особое внимание. В ней показано, что корректное измерение температуры тела по регистрации его излучения в момент выхода на свободную поверхность мощной ударной волны потребует временного разрешения прибора порядка $t_0 \approx 10^{-10}$ с. Иначе прибором будет зарегистрирована не истинная температура T_0 , а температура, изменяющаяся со временем, определяемым сдвигом излучающего слоя, так как излучение, характерное для температуры T_0 , оказывается запертым непрозрачным слоем металла. Грубая оценка T_0 возможна с учетом полученной /20/ зависимости температуры от времени: $T \sim \frac{\text{const}}{\ln t}$ (t - время измерения). Тогда, учитывая, что $T_0 \sim \frac{\text{const}}{t_0}$, $t_0 \approx 10^{-10}$ с, а $t \approx 10^{-6}$ с, получаем: $T_0 \approx T \frac{\ln t}{\ln t_0} \approx 10 T$, т.е. истинная температура примерно в 10 раз выше, чем измеренная ИК-радиометром в /44/, что практически соответствует оценкам начальной температуры струи, полученным в настоящей работе. Измеренная температура струи практически равна полученной в настоящей работе при адиабатическом охлаждении ее (см. рис. 22, кривая 3). С другой стороны, как видно из рис. 22 (кривая 3), температура струи в течение первых 3-4 мкс убывает с $5 \cdot 10^3 \text{K}$ до $\sim 1 \cdot 10^3 \text{K}$. Если проинтегрировать эту зависимость с постоянной интегрирования 1-2 мкс, что примерно соответствует временному разрешению ИК-радиометра, то временная зависимость температуры струи будет весьма близкой к полученной в работе /44/ (см. рис. 20). Эти соображения дают основание считать, что температура кумулятивной струи в момент ее образования была значительно выше (по крайней мере, на порядок), чем это было зафиксировано в экспериментах по ИК-радиометрии /44/.

5. Состояние вещества

Упрощенно механизм образования кумулятивной струи может быть описан следующим образом. Обжатие кумулятивной оболочки начинается с ее верхушки. Уровень энергии, отбираемой от ВВ, здесь самый высокий, соответственно, самая высокая температура. Перегретый пар металла оболочки адиабатически расширяясь и охлаждаясь, конденсируется при очень малых плотностях, компактной струи не образуется, а возникают лишь отдельные частицы металла. По мере уменьшения уровня энергии, уменьшается температура и скорость разлета пара, растет его плотность, образуется компактная струя, состоящая из отдельных капель (частиц) металла. Температура пара при этом, по-видимому, не должна превышать значений (3-5) $T_{кр}$. В дальнейшем уровень энергии еще уменьшается, что приводит к уменьшению скорости струи. Уровень удельной энергии может понизиться до величины, соответствующей (и меньше) теплоте испарения металла, при этом в дальнейшем испарения металла уже не происходит, перегретый металл течет и образует струю как пластическое тело.

Для оценки предельной скорости компактной кумулятивной струи необходимо знать как критическую температуру металла, так и адиабатический коэффициент $\gamma = C_p / C_v$. В работе /20/ рекомендуется брать величину γ , равную 1,2-1,3 (что ниже, чем предельное значение $\gamma = 5/3$) за счет процессов ионизации и диссоциации. Оценить нижнее значение величины γ можно следующим образом. Выше (см. рис. 18) приведены экспериментально измеренные значения скорости высокоскоростной некомпактной кумулятивной струи в зависимости от плотности газа в объеме, в котором происходит образование и распространение струи. Складывается впечатление, что газ в объеме "выдаёт" высокоскоростную компоненту струи или, иначе, приводит к рассеянию частиц пара металла струи, что равносильно уменьшению плотности пара металла. Считая процессы адиабатическими и принимая очевидную зависимость: $\rho_r \sim \frac{1}{\rho_n}$, где ρ_r - плотность газа в объеме, а ρ_n - плотность паров металла, получаем для скорости высокоскоростной части струи:

$$v_{стр} \sim (T)^{1/2}, T \sim (1/\rho_n)^{-(\gamma-1)}, \text{ тогда } v_{стр} \sim (\rho_r)^{-\frac{\gamma-1}{2}}.$$

Эта зависимость приведена в виде сплошной кривой, соединяющей экспериментальные точки на рис. 18 для $\gamma = 1,14$. Таким образом, величина адиабатического коэффициента в нашем случае должна находиться в пределах $1,67 > \gamma > 1,14$.

Рассуждая о состоянии вещества в кумулятивной струе, нельзя не отметить исследование Л.В.Шуршаловым /40/ с помощью численного анализа процесса образования и развития кумулятивной струи на основе модели совершенного газа. Данная модель, по мнению автора, позволяет описать эффекты, связанные со сжимаемостью среды, и рассматривается как другой предельный случай по сравнению с моделью несжимаемой жидкости. Модель предполагает течение двух газов – воздуха и газа, нагретого до температуры $3 \cdot 10^4 \text{ К}$, с плотностью $\sim 1,2 \text{ г/см}^3$ и давлением $\sim 10^5 \text{ атм}$. Облицовка представлена тонким слоем газа с плотностью $7,8 \text{ г/см}^3$.

6. Предельная скорость

Предложенная модель образования высокоскоростной части кумулятивной струи позволяет, в какой-то мере, описать поведение различных металлов в качестве кумулятивной оболочки. Например, такие металлы, как Al и Cu, обладающие приблизительно одинаковыми критическими температурами и теплотами испарения, при образовании струи должны вести себя примерно одинаково, в то время как Pb, обладающий значительно меньшей критической температурой и меньшей (чем у Al и Cu) теплотой испарения, в тех же энергетических условиях будет всегда значительно перегрет и компактную струю образовывать не будет. Такие металлы, как Ti и W, наоборот, окажутся недогреты и также не будут образовывать высокоскоростной кумулятивной струи.

Предельная скорость высокоскоростной компактной кумулятивной струи, полученная как скорость истечения паров металла из газодинамического сопла с последующей конденсацией их, определена

$$\text{на формулой: } v_{\text{стр}} = \sqrt{\frac{2R\sigma T^*}{(\gamma-1)\mu}} \quad \text{или} \quad v_{\text{стр}} = \xi v_a, \quad \text{где } v_a = \sqrt{\frac{2R\sigma T^*}{\mu}} \\ = 129 \sqrt{\frac{T^*}{\mu}} \text{ м/с} - \text{вероятная скорость, а } \xi = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 2-2,5.$$

Как показано выше, температура T в этой формуле: $T^* > T > T_{\text{кр}}$, где T^* – температура перегрева, при которой образуется не компактная струя, а отдельные частицы. Оптимальное значение температуры T для предельной скорости струи должно примерно соответствовать: $T \sim (3-5) T_{\text{кр}}$, т.е. зависеть от величины критической температуры металла. В этом случае возникает возможность оценить скоростные характеристики кумулятивных струй из различных

металлов по параметру $\sqrt{\frac{T}{M}}$, где $T=T_{кр}$. Так как $T_{кр}$ известна далеко не для всех металлов, она оценивалась согласно /19/: $T'=3 \cdot T_{исп}$. $T_{исп}$ - скорость испарения (кипения). В таблице 4, в относительных единицах (нормировано на Cu), приведены предельные скорости высокоскоростных кумулятивных струй для различных металлов, из таблицы видно, что наиболее скоростные струи можно получать из Be и Al, наиболее медленные из Pb.

Таблица 4

Be	Al	Ti	V	Fe	Nb	Mo	Cu	Co	Mn	W
2,47	1,54	1,23	1,22	1,09	1,05	1,03	1	0,92	0,91	0,82

Ag	Pt	U	Au	Pb
0,72	0,71	0,6	0,59	0,44

Оценим предельную скорость компактной высокоскоростной кумулятивной струи для меди. Положим температуру паров меди, равной $T=40 \cdot 10^3$ К, что соответствует $T=4,7 T_{кр}$, коэффициент $\xi = \sqrt{\frac{\gamma}{\delta-1}} = 2,5$, тогда $v_{стр} \approx 8$ км/с. Полученная величина скорости реально наблюдается в эксперименте.

Известны эксперименты по получению потока частиц Be со скоростями около 90 км/с из цилиндрической оболочки при облатии ее специальным зарядом /25/. Для достижения такой скорости требуется удельная энергия 46 эВ на атом Be, при этом происходит ионизация атомов Be. Понятие температуры в термодинамическом смысле для таких оценок не применимо. Удельная энергия для Be 46 эВ/атом соответствует примерно 600 кДж/г, что в 14 раз превышает теплоту испарения Be ($U_{Be} = 42$ кДж/г). Для испаренного слоя Be толщиной 10 мкм это приведет к удельной энергии $\approx 1,2$ кДж/см². Считая, что испарение и последующее движение продуктов испарения тратится не менее 10% от полной кинетической энергии движения цилиндрической оболочки, для толщины оболочки 3 мм получаем радиальную скорость схлопывания порошка 2 км/с, что экспериментально вполне достижимо.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПРЕГРАДОЙ

I. Высокоскоростной удар, образование кратеров

При исследовании зависимости отношения глубины пробития L к диаметру частицы ударника d от скорости удара V_0 в определенном диапазоне скоростей V_0 был экспериментально обнаружен характерный участок немонотонности /25/ (рис. 24). Этот эффект наблюдался в экспериментах по взаимодействию частицы ударника (стальной шарик) с преградой из свинца (скорость удара, при которой наблюдалась немонотонность $V_0 \approx 0,7$ км/с) и преградой из пенопласта ($V_0 \approx 7-10$ км/с). Аналогичная немонотонность обсуждалась в работе /41/ и ряде других.

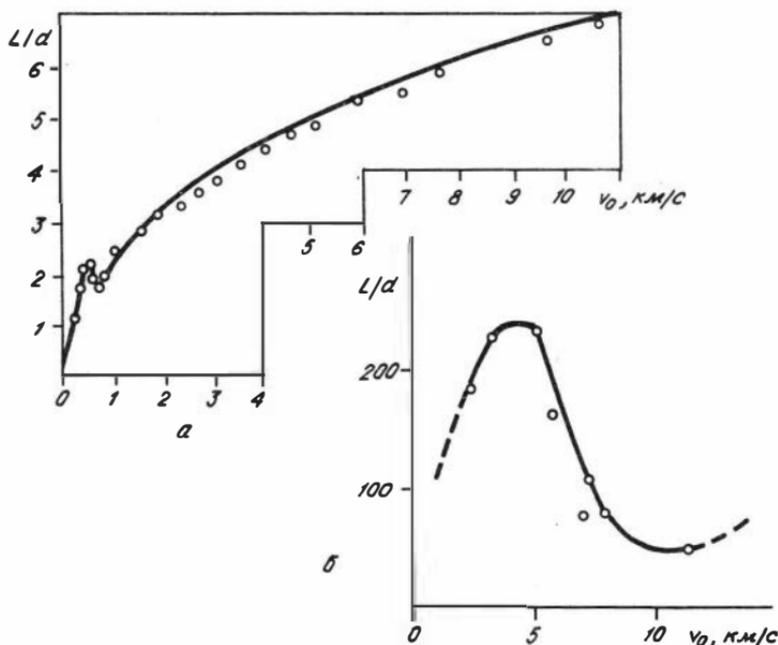


Рис. 24. Отношение L/d как функция скорости $V_0/25/$.

Оценим характер зависимости L/d от V_0 , считая (прибли-

женно), что вся кинетическая энергия w частицы ударника ($w = \frac{mv_0^2}{2}$) идет на испарение преграды. Тогда из-за распространяющейся в 2π волны испарения должен образоваться кратер в форме полусферы с радиусом, равным глубине пробития L . Объем кратера: $V \approx 2L^3 \approx w / (U_n \cdot \rho_n)$ (U_n - теплота испарения и ρ_n - плотность материала преграды, m - масса частицы ударника $m = \frac{d^3 \rho_y}{2}$, ρ_y - плотность материала частицы ударника). Величина отношения $L/d \approx \sqrt[3]{\frac{\rho_y \cdot v_0^2}{8 \rho_n \cdot U_n}} = k_L \cdot v_0^{2/3}$. Полученная зависимость по

характеру совпадает с результатами экспериментов для интервала скоростей 3-10 км/с (см. рис. 24). Коэффициент k_L в этом случае 1,5 - 1,7. Из теоретических оценок для свинца он примерно равен 0,5, допуская, что $\sqrt[3]{\rho_y / \rho_n} \approx 1$, $\sqrt[3]{U_n \rho_n} \approx 1$, [$U_n \rho_n = 0,8 (\text{км/с})^2$]. В области скоростей v_0 до 3 км/с наблюдается расхождение зависимости L/d от $v_0^{2/3}$. Это вызвано, по-видимому, следующими обстоятельствами.

В этом случае, когда v_0^2 меньше теплоты испарения материала преграды, испарения не происходит, а глубина пробития определяется пластической деформацией материала преграды. Величина L тогда линейно связана со скоростью v_0 /10/: $L \sim v_0$. В области малых скоростей $v_0 \lesssim \sqrt{2U}$ форма кратера - усеченный конус (рис. 25). По мере увеличения v_0 форма кратера меняется и при $v_0 \approx 3$ км/с представляет собой полусферу. Отмеченная на рис. 24 немонотонность характерна для перехода процесса проникания из режима пластической деформации к режиму волны испарения. Заметим,

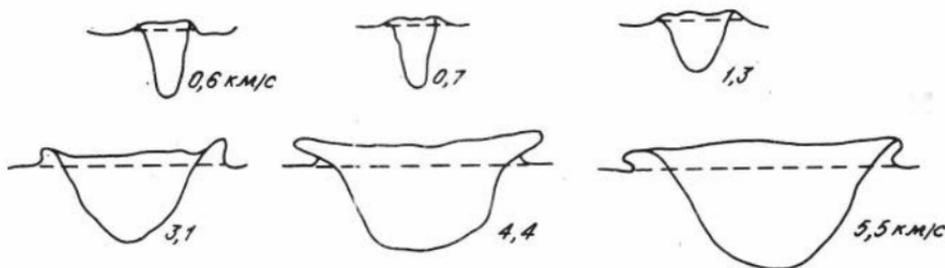


Рис. 25. Форма кратеров в зависимости от скорости ударника /4I/.

что на отношении объема кратера к массе ударника как функции квадрата скорости V_0 немонотонности не наблюдается. Это отношение представляет собой линейную зависимость $/4I/$.

Аналогичное явление (уменьшение величины L/d от скорости V_0) было обнаружено и при ударе стального шара по пенопласту (см. рис. 24 б). Диапазон скоростей V_0 в этом случае примерно в 10 раз выше, чем при ударе по свинцовой преграде, отношение L/d (в минимуме) при ударе по пенопласту примерно в 20 раз выше, чем L/d при ударе по свинцу. Так как энергия диссоциации пенопласта того же порядка, что и теплота испарения свинца (плотность пенопласта на два порядка ниже, чем плотность свинца), то отношение L/d для пенопласта к L/d для свинца выше примерно в
$$\sqrt[3]{\left(\frac{U_{оп}}{U_{ос}}\right)^2 \cdot \frac{\rho_c}{\rho_{п}}} \approx \sqrt[3]{10^4} \approx 20$$
, что и наблюдалось экспериментально.

2. Скорость образования кратеров

Рассмотрим динамику образования кратеров при ударе частицы о преграду. Эти данные приведены в ряде работ, например, в $/4I/$ исследовался удар стального ударника весом 0,18 г, двигающегося со скоростью 5,01 км/с, о преграды из Al и Pb. На рис. 26 изображен процесс роста кратера в этих преградах. На основании изложенного будем считать, что при скорости удара $\frac{5 \text{ км/с}}{2}$ происходит испарение преграды, т.е. вся энергия $W = \frac{mv^2}{2}$ идет на это (испарение ударника пока не рассматриваем). Из рис. 26 следует, что скорость волны испарения в Pb достигает 300 м/с, в Al —, соответственно, 400–500 м/с. Величины $v_{исп}/c$ для Pb и Al примерно равны 0,6 и 0,3 (с — скорость звука в двухфазной среде: $c_{Pb} \approx 460 \text{ м/с}$, $c_{Al} \approx 1600 \text{ м/с}$).

Согласно данным рис. 25, ϵ_0/U_n должно быть при этом ≥ 2 . Оценивая ϵ_0 как $\epsilon_0 = \frac{mv_0^2}{2M}$, где m — масса ударника, v_0 — его скорость, M — испаренная из кратера масса материала преграды, получаем величину U_n примерно в 10 раз ниже, чем табличное значение теплоты испарения. Это, по-видимому, связано с известным экспериментальным фактом понижения энергии активации разрушения (в нашем случае величины U_n) в зависимости от величины внешней силы (см. рис. 4). Если принять $U_n \approx 0,1U$, где

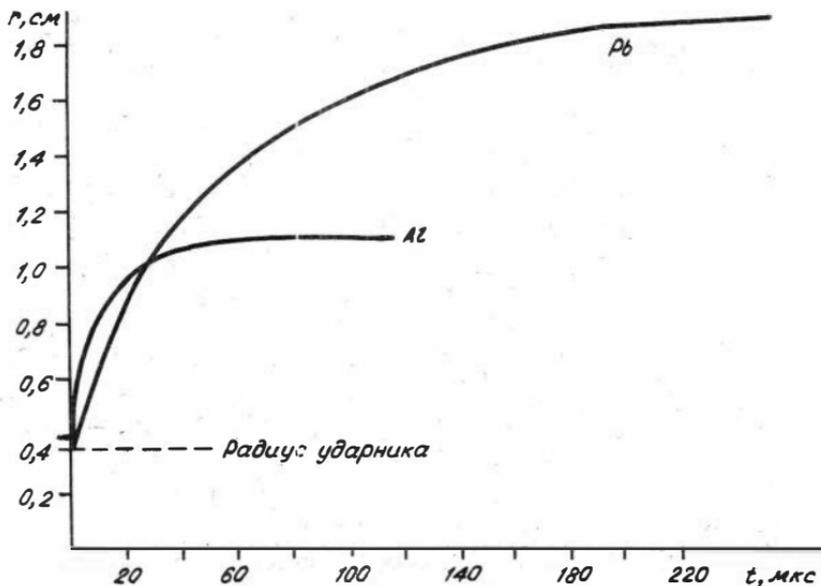


Рис. 26. Динамика образования кратеров / 4I / .

\mathcal{U} -табличное значение теплоты испарения (табл. 2), то полученные величины $v_{\text{исп}}/c$ и $\mathcal{E}_0/\mathcal{U}$ неплохо согласуются с измеренными в экспериментах по взрывающимся проволочкам /8/ (см. рис. 5).

Оценим влияние волны испарения на ударник. Характерное время испарения τ определяется уровнем начальной кинетической энергии w и характеристиками материала, т.е. скоростью волны испарения. Величина $\tau_{\text{п}} = L / v_{\text{исп.п.}}$ - время испарения преграды, $\tau_{\text{у}} = d / v_{\text{исп.у.}}$ - время полного испарения ударника. Ударник полностью испарится, если $\tau_{\text{у}} \leq \tau_{\text{п}}$, так как отношение $\frac{\tau_{\text{п}}}{\tau_{\text{у}}} = \frac{L}{d} \cdot \frac{v_{\text{исп.у.}}}{v_{\text{исп.п.}}}$, то условие испарения ударника: $\frac{L}{d} \cdot \frac{v_{\text{исп.у.}}}{v_{\text{исп.п.}}} \geq 1$.

В противном случае процесс испарения преграды может закончиться, а ударник будет испарен только частично (что и наблюдается в некоторых экспериментах). Условие испарения ударника можно представить еще в следующем виде: $k_L \cdot v_0^{2/3} \cdot v_{\text{исп.у.}} \geq v_{\text{исп.п.}}$, что создает определенную ситуацию для скорости его испарения: с увеличением скорости v_0 все большая часть ударника испаряется.

В области больших скоростей v_0 , когда кинетическая энергия ударника существенно превышает теплоту испарения, температура образовавшегося пара определяется $\sim v_0^2$. Пар металла, выходя из кратера, конденсируется в основном на холодной поверхности преграды. Некоторая часть его остается и конденсируется на поверхности кратера. Условия конденсации существенно зависят от температуры поверхности: чем выше ее температура, тем меньше степень конденсации; с ростом v_0 количество вещества ударника в образовавшемся кратере должно уменьшаться, что и наблюдается в эксперименте /25/.

Образование кратеров в преградах из диэлектрика связано с диссоциацией и термодеструкцией материала преграды и последующим удалением газообразных продуктов из образовавшегося кратера. В отличие от преград из металла, в которых вокруг кратера образуется характерный "венчик" /41/ за счет процессов конденсации, в преградах из диэлектрика конденсации и полимеризации газообразных продуктов происходить не может, не образуется и "венчика".

3. Измерение температуры

Эксперименты по измерению температуры процесса соударения проводились с помощью быстродействующего многоволнового оптического пирометра /27/ (см. рис. 27). Снаряд 6 весом около 20 г разгонялся при помощи легкогазовой пушки 7 и соударялся с мишенью 5 со скоростью ≈ 7 км/с, расположенной в вакуумном объеме I. Излучение исследуемого образца мишени после столкновения с ударником выводилось из камеры соударений через защитное стекло из поликарбонатной пластмассы 2. Пирометр состоит из оптической системы, включающей объективы, интерференционные фильтры 3 и фотодетекторы 4, регистрирующие длины волн 450, 500, 550, 600, 650 и 800 нм в полосе ≈ 9 нм. Тепловое излучение образца определялось одновременно в шести полосах спектра, причем сигнал в каждой полосе измерялся отдельным полупроводниковым фотодиодом и регистрировался с разрешением ≈ 10 нс. По оценке авторов /27/ надежно определялись получаемые в результате ударного нагрева температуры в диапазоне $T=4-8 \cdot 10^3$ К. Однако при этом не учитывался наблюдаемый в экспериментах "заброс" в начальной части осциллограммы.

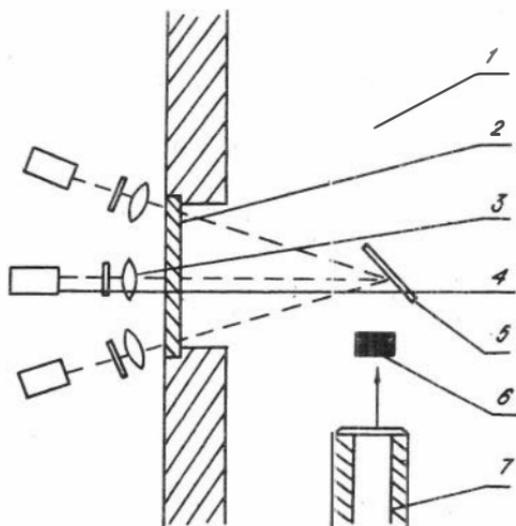


Рис. 27. Схема эксперимента по определению температуры /27/.

Оценим полученное в эксперименте /27/ значение температуры так же, как это было сделано в предыдущей главе, с учетом времени измерения $t = 10^{-8}$ с и требуемого временного разрешения $t_0 \approx 10^{-10}$ с. Истинное значение температуры процесса оказывается: $T_0 \approx T \cdot \frac{\ln t}{\ln t_0} \approx 5 \cdot T = 20-40 \cdot 10^3 \text{ К}$.

Работе /27/ предшествовала публикация результатов, полученных на той же установке одним из авторов. Регистрация теплового излучения образца производилась с помощью ИК-радиометра в диапазоне 4,5-6 мкм /43/. Временное разрешение радиометра и измерительного тракта не лучше 10^{-6} с. Измеренный диапазон температур до $1-3 \cdot 10^3 \text{ К}$, что также приводит к величинам температур $T_0 \approx 10-30 \cdot 10^3 \text{ К}$.

В еще более ранней работе, посвященной измерению температуры процесса соударения высокоскоростной кумулятивной струи с преградой, яркостная температура оценивалась по сравнению почернения фотопленки с непрерывным спектром, полученным при регистрации процесса соударения, с яркостью эталонного источника, в качестве которого использовалось излучение солнца /32/. При

взаимодействии кумулятивной струи из таких металлов, как Al, Fe, Ni, Cu, Zn, Ag со скоростью 16–25 км/с, с преградой из Al и Fe (сталь 20) регистрировалась температура порядка $20 \cdot 10^3$ К.

4. Проникание кумулятивной струи

Рассмотрим задачу проникания кумулятивной струи в металлическую преграду. Примем: 1) струя обладает постоянной скоростью v_0 ; 2) диапазон скоростей v_0 соответствует условию: $v_0^2 > \sum_{\text{пс}} U_0$, $U_0^{\text{пс}} = U_{\text{п}} + U_{\text{с}}$, $U_{\text{п}}$ – теплота испарения материала преграды, $U_{\text{с}}$ – то же струи, что должно приводить к испарению материала струи и преграды ($U_{\text{с}} \approx U_{\text{п}}$); 3) кинетическая энергия струи расходуется на испарение материала преграды и его движение в обратном направлении к движению струи (потерей кинетической энергии на испарение материала струи пренебрегаем); 4) испарение преграды осуществляется волной испарения со свободной поверхности, причем эта волна (как волна разгрузки) следует за ударной волной, вызываемой соударением струи с материалом преграды.

Составим систему уравнений, описывающих процесс проникания в рамках принятых допущений:

$$\frac{\Delta m v_0^2}{2} \approx \Delta M U_{\text{п}} + \Delta M \frac{v_1^2}{2}, \quad (1)$$

$$\Delta m v_0 \approx \Delta M v_1, \quad (2)$$

$$\rho_{\text{с}} (v_0 - u - v_1)^2 \approx \rho_{\text{п}} u^2. \quad (3)$$

Здесь: v_1 – начальная скорость продуктов испарения, u – скорость движения точки контакта струя–преграда, Δm и ΔM – элементы масс струи и преграды соответственно, $\rho_{\text{с}}$, $\rho_{\text{п}}$ – плотность струи и преграды.

Схема этого процесса изображена на рис. 28, где 1 – кумулятивная струя, 2 – преграда. Выделим на струе элемент Δl массой Δm , который при соударении испарится сам и приведет к испарению элемента преграды массой ΔM :

$$\Delta m = \Delta l \cdot \pi r^2 \rho_{\text{с}}, \quad \Delta M = \Delta l \cdot \pi R^2 \rho_{\text{п}}. \quad (4)$$

Длину элемента струи Δl можно оценить как $\Delta l = v_0 \tau$, где τ – характерное время испарения, причем τ , в свою очередь, равно $\tau = R/v_{\text{и}}$, где $v_{\text{и}}$ – скорость испарения. Скорость испарения ранее

была определена: $v_{и} = c e^{-\gamma/\xi_0}$.
 Здесь c – скорость звука в двухфазной среде (пар металла с плотностью, приближающейся к плотности металла), ξ_0 – удельная кинетическая энергия.

Из выражений (1, 2, 4), учитывая, что величина $\Delta m / \Delta M \ll 1$, и пренебрегая величиной $v_0^2 \cdot \frac{\Delta m}{\Delta M}$, получаем: $v_0^2 \frac{\Delta m}{\Delta M} \approx 2 U_{п}$. Отсюда находим радиус канала R :

$$R \approx v_0 r \sqrt{\frac{1}{2U_{п}} \cdot \frac{\rho_c}{\rho_{п}}} \quad (5)$$

Так как величина U для большинства металлов находится в диапазоне (1–10) (км/с)² (см. табл. 2), то величину R можно оценить следующим образом:

$$R \approx (1/4 - 1/2) v_0 r.$$

Размерности R и r одинаковы, v_0 – км/с.

В качестве иллюстрации линейной зависимости отношения R/r от скорости струи дан рис. 29, полученный при обработке результатов, приведенных М.А.Куком /23, табл. 8, I/ и включавших расчетные и измеренные значения диаметров отверстий при различных сочетаниях металлов облицовок и преград. На рис. 29 по вертикальной оси

отложены параметр $h = \frac{R}{r} \sqrt{\frac{2U_{п} \rho_{п}}{\rho_c}}$, по горизонтальной – скорость струи v_0 .

Как следует из формулы (5), теоретически можно наблюдать линейную зависимость между радиусом канала и скоростью струи (при неизменном значении r). На рис. 29 первым обозначен материал струи, вторым – материал преграды. Используя соотношение (3), определяющее равенство давлений в точке А (см. рис. 28), а также формулы (2), (4), аналогично /25/, получаем:

$$u = \frac{\lambda}{1+\lambda} (v_0 - v_1), \quad (6) \text{ где } \lambda \text{ также как и в /25/, } \lambda =$$

$$= \sqrt{\rho_c / \rho_{п}}, \quad v_1 = v_0 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \cdot \rho_c / \rho_{п}. \quad (7)$$

Подставляя в (7) выражение (5), получаем:

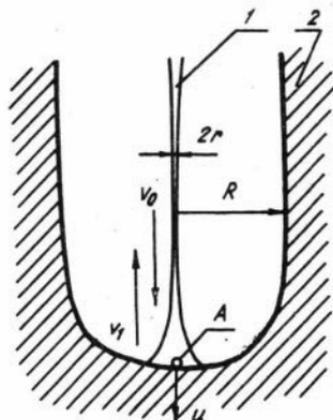


Рис. 28. Схема процесса проникания струи.

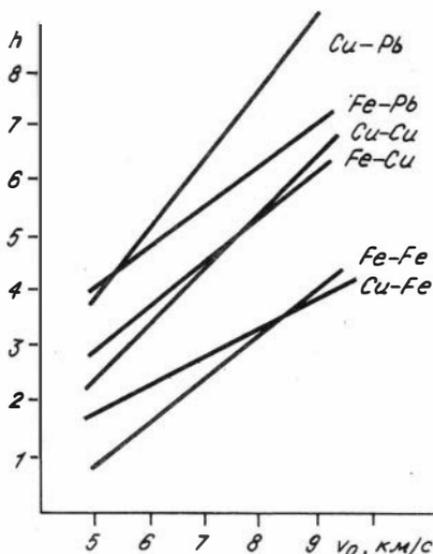


Рис. 29. Зависимость параметра h от скорости струи v_0 .

рисунка видно, что величина $U_{\text{п}}$ для Fe [$v_{\text{Fe}} = 6,9$ (км/с)² из табл. 2] примерно совпадает с табличным значением U_{Pb} . Таким образом, в экспериментах по взаимодействию кумулятивных струй с преградой $U_{\text{пFe}} \approx 0,1 U_{\text{Fe}}$, что аналогично $U_{\text{пPb}} / U_{\text{Pb}}$ и $U_{\text{пAl}} / U_{\text{Al}}$ в экспериментах по высокоскоростному удару.

Рассмотрим пробивание преграды кумулятивной струей бесконечно большой длины. Согласно данным /25/, глубина пробития при этом также бесконечно большая величина. Однако, рассматривая процессы с точки зрения учета эффектов фазовых переходов: испарения и конденсации, необходимо учитывать явление адиабатического охлаждения и последующей конденсации в канале паров металла преграды, двигающихся по каналу из точки А (см. рис. 28) обратно струе. Оценим глубину пробития L , ограниченную эффектом начала конденсации. Температура пара будет изменяться по адиабате Пуассона:

$$T = [A \cdot e^{S/R_0} \cdot \rho] \gamma^{-1},$$

$$v_0 = v_0 \frac{2U_{\text{п}}}{v_0^2},$$

тогда выражение (6) получается в виде:

$$u = \frac{\lambda}{1+\lambda} v_0 \left(1 - \frac{2U_{\text{п}}}{v_0^2}\right) \quad (8)$$

Выражение (8) переходит в аналогичное, полученное ранее /25/, при условии: $v_0^2 \gg 2U_{\text{п}}$. Однако при сравнительно малых скоростях v_0 , отношение $\frac{2U_{\text{п}}}{v_0^2}$ необходимо учитывать.

На рис. 30 приведены кривые $u/v_0 = f(v_0)$ для различных металлов ($\lambda = 1$), а также экспериментальные точки, полученные при исследовании проникания кумулятивной струи Fe ($\lambda = 1$) /25/. Из

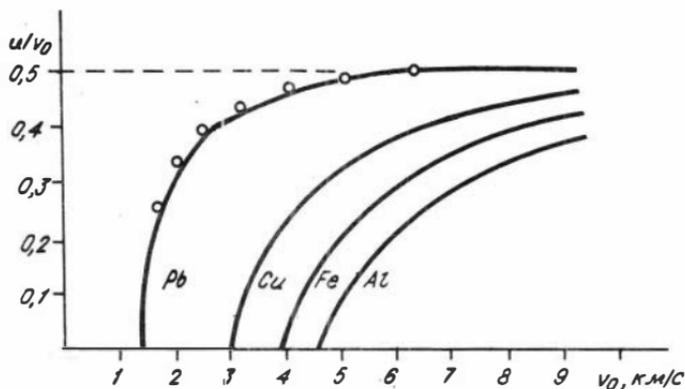


Рис. 30. Зависимость параметра u/v_0 от скорости струи.

где A - константа, S - энтропия, R_0 - газовая постоянная, γ - показатель адиабаты.

Плотность пара при этом изменяется от ρ_n в точке A до $\rho(t)$:

$$\rho(t) = \rho_n \left(\frac{T_{кр}}{T} \right)^{1/\gamma - 1}$$

Текущая плотность пара $\rho(t)$ соответствует в момент конденсации температуре $T_{кр}$. Начальная температура T (в точке A) может быть оценена как $T \sim \frac{v_0^2}{\gamma}$. Приравнивая $\rho(t)$ и $\rho = \frac{\Delta M}{V}$, где $V = \pi \cdot R^2 \cdot L$ - объем канала, получаем:

$$L = R \frac{v_0}{v_{исп}} \left(\frac{T}{T_{кр}} \right)^{1/\gamma - 1},$$

учитывая, что $\Delta M = \pi R^3 \cdot \rho_n \cdot \frac{v_0}{v_{исп}}$, $v_{исп} = c \cdot e^{-\frac{U_n}{kT}}$ и подставляя R из (7), получаем из формулы для глубины пробития:

$$L = r \frac{v_0^2}{c} \sqrt{\frac{1}{2U_n}} \cdot e^{-\frac{U_n}{kT}} \cdot \left(\frac{T}{T_{кр}} \right)^{1/\gamma - 1} \cdot \sqrt{\frac{\rho_c}{\rho_n}}$$

Из последней формулы видно, что предельная длина струи L в металле очень резко зависит от скорости v : $L \sim (v_0)^6$, так как для $\gamma \approx 1,5$ и $T \sim v_0^2$, $(T)^{1/\gamma - 1} \sim v_0^4$.

Подставляя $a = r \frac{v_0^2}{c} \sqrt{\frac{1}{2 U_{II}}} \cdot e^{-\frac{U_{II}}{kT}} \cdot \left(\frac{T}{T_{кр}}\right)^{1/\beta-1}$, получаем хорошо известное /25/ выражение: $L = a \sqrt{\frac{\rho c}{\rho_{II}}}$.

Принятая в настоящей работе физическая модель, учитывающая явления фазовых переходов: испарения и конденсации, возникающие при соударении металлов, позволяет объяснить ряд некоторых экспериментальных фактов....

1. Зависимость эффективности режима сварки взрывом от энергии соударения. При малых энергиях (малых величинах v_x^2) испарения нет, нет и сварки. Затем, в области несколько больших энергий, где скорость конденсации превышает скорость испарения, наблюдается устойчивый режим сварки. При дальнейшем увеличении энергии скорость испарения может превзойти скорость конденсации, сварка взрывом в таких условиях должна быть неустойчивой, что и наблюдается экспериментально.

2. Образование волн и интерметаллидов при сварке взрывом, упрочнение металлов после воздействия на них ВВ - все эти явления становятся легко объяснимыми в рамках модели, учитывающей эффекты фазовых переходов: испарения и конденсации.

3. Переход от режима сварки взрывом к режиму образования кумулятивной струи - как газодинамическое сверхзвуковое истечение паров металлов из сопла.

4. Образование высокоскоростной части кумулятивной струи, влияние различных металлов на образование струи, критерий предельной скорости для компактной кумулятивной струи - все эти вопросы решаются в рамках предлагаемой модели. К ним можно отнести и такие "классические" вопросы, не решенные гидродинамической теорией, как острые конусы, диаметр пробивного отверстия, фокусное расстояние /25/.

5. Модель, учитывающая эффекты фазовых переходов, позволяет объяснить такие факты, как характерная немонотонность зависимости L/d от V_0 , сферический характер кратеров при высокоскоростном ударе и т.п.

Однако может сложиться впечатление, что предлагаемая модель совершенна и вообще "все" объясняет. Это конечно не так.

Большинство из перечисленных выше моментов находят и другие правдоподобные объяснения. Например, диаметр отверстия определяется, если вместо модели идеальной жидкости использовать среду вязкоупругую (т.е. учесть диссипацию энергии соударения, как в

нашей модели). Характерная немонотонность объясняется разрушением ударника (тоже диссипативными свойствами процесса). Много найдено объяснений образованию волн при сварке взрывом, объяснены характерные "фокусы" и т.д.

В этом плане предлагаемая модель отличается от остальных тем, что в ней предпринята попытка найти объяснение ряду экспериментальных фактов на основе одного механизма - фазового перехода: испарения и конденсации.

Эффекты влияния этих фазовых переходов предсказывались и М.А.Лаврентьевым /25/, и К.П.Станиковичем ("Неустановившиеся движения сплошной среды". М.: Наука, 1971). Правда, в этих работах скорости процессов соударения, при которых заведомо должно проявляться влияние этих переходов, определяются величинами порядка 10 км/с. Согласно нашей модели, некоторое, весьма заметное влияние фазовых переходов на протекание процессов соударения начинает уже сказываться при скоростях на порядок меньших.

К настоящему времени практически нет фактов, которые бы однозначно подтверждали, что предлагаемую модель можно применить для случая соударения металлов. Наиболее убедительным фактом, с этой точки зрения, было бы корректное измерение температуры в точке непосредственного контакта металлов. Вопросу измерения температуры в настоящей работе уделялось особое внимание. В нее включены все известные автору эксперименты по измерению температуры при соударении металлов, но все они и по своей постановке, и по интерпретации результатов недостаточно убедительны.

Правомерность предлагаемой физической модели, описывающей явления возникающие при соударении металлов, основанной на учете эффектов фазовых переходов первого рода - эффектов испарения и конденсации, могла бы быть подтверждена, с одной стороны, измерением температуры процесса, а с другой - практическими рекомендациями.

Измерение температуры порядка нескольких десятков тысяч градусов, а именно такие температуры должны наблюдаться согласно предлагаемой модели процессов, весьма непростое дело. Подобная задача не менее сложна, чем измерение температуры плазмы, причем наиболее объективные методы, разработанные для этого

случая, например такие, как измерение температуры по регистрации уширения лазерного излучения, в данном случае неприменимы. Оценка температуры процесса возможна, по-видимому, по регистрации спектра мягкого рентгеновского излучения из точки контакта при соударении металлов. Может оказаться перспективным метод определения температуры точки контакта по регистрации ретермализации нейтронов. При рассеянии нейтронов на атомах горячей среды происходит изменение их энергетического спектра, которое однозначно связано с кинетической температурой среды /9/.

Можно назвать ряд практических рекомендаций, следующих из принятой модели:

- выбор металла для кумулятивной оболочки исходя из условий испарения его и конденсации;
- требования чистоты поверхности;
- введение специальных затравок в виде ядер конденсации для того, чтобы увеличить коэффициент конденсации паров металлов, если он мал;
- зная и регулируя скорость испарения и конденсации металлов и время действия нагрузки, можно управлять глубиной слоя при упрочнении и сварке взрывом и т.п.

Предлагаемая в работе физическая модель ни в коей мере не может претендовать на законченную теорию процессов соударения металлов. Классическая - гидродинамическая теория достаточно хорошо описывает эти процессы. Модель, учитывающая эффекты фазовых переходов, может в лучшем случае рассматриваться как некоторое ее дополнение.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность А.В.Аврорину, Г.Г.Коденеву, В.Г.Филоненко и другим за обсуждение настоящей работы.

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Альтшулер Л.В., Баганова А.А., Бушман А.В. и др. Испарение ударносжатого свинца в волнах разгрузки. - ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 5, с. 1866-1872.
3. Альтшулер Л.В., Бушман А.В., Жерноклетов М.В. и др. Изэнтропы разгрузки и уравнение состояния металлов при высоких плотностях энергии. - ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 2, с. 741-760.
4. Амелин А.Г. Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. М.: Химия, 1972. 304 с.
5. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С. и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
6. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. Высокотемпературные и плазменные явления, возникающие при взаимодействии мощного лазерного излучения с веществом. - В кн.: Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974, с. 311-353.
7. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станкович К.П. и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
8. Беннет Ф. Волна испарения. - В кн.: Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974, с. 241-257.
9. Богомолов В.Н., Захаркин И.И. Метод определения сверхвысоких температур. - ЖПМТФ, 1979, № 3, с. 8-11.
10. Гольдсмит В. Удар и контактные явления при средних скоростях. - В кн.: Физика быстротекающих процессов. Т. 2, М.: Мир, 1971, с. 153-203.
11. Гордополов Ю.А., Дремлин А.Н., Михайлов А.И. Экспериментальное определение зависимости длины волны от угла соударения в процессе сварки металлов взрывом. - Физика горения и взрыва. 1976, т. 12, № 4, с. 601-605.
12. Гордов А.И. и др. Экспериментальное изучение инерционности микротермопар. - ТВТ, 1965, т. 3, № 2, с. 300-306.
13. Грин мл. Получение рентгеновских дифрактограмм струй, формируемых взрывами кумулятивных зарядов ВВ. - Приборы для науч. исслед., 1975, т. 46, № 9, с. 121-125.
14. Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред. М.: Энергия, 1968. 423 с.
15. Демидов Б.А., Ивкин М.В. и др. Возбуждение ударных волн в толстых мишенях сильноточным РЭП. - ЖТФ, 1980, т. 50, вып. 10, с. 2205-2208.

16. Дерibas А.А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1972. 188 с.
17. Дерibas А.А., Захаренко И.Д. О поверхностных эффектах при косых соударениях металлических пластин. - ФГВ, 1974, т.10, № 3, с. 409-421.
18. Дашман С. Научные основы вакуумной техники. М.: Мир, 1964. 715 с.
19. Залумкин С.Н. Приближенная оценка критических температур металлических жидкостей. - Инж.-физ. журнал, 1960, т.3, №10, с. 63-65.
20. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
21. Ивановский М.Е., Сорокин В.П., Субботин В.И. Испарение и конденсация металлов. М.: Атомиздат, 1976. 216 с.
22. Кондратьев В.Н. О механизме испарения при взаимодействии мощных потоков энергии с веществом. - ШПМФ, 1972, № 5, с. 49-57.
23. Кук М.А. Наука о промышленных взрывчатых веществах. М.: Недра, 1980. 453 с.
24. Кутаталадзе С.С. Теплопередача при конденсации и кипении. М.-Л.: Машгиз, 1949. 164 с.
25. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1973. 416 с.
26. Ляндау Л.Д., Лишниц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1964. 567 с.
27. Лизенда Г.А., Арнс Т.И. Многоволновой оптический пирометр для экспериментов по ударному сжатию. - Приборы для науч. исслед., 1979, № II, с. 101-105.
28. Матишкин Н.И., Тринин Ю.А. О некоторых эффектах, возникающих при взрывном обжати вязкой цилиндрической оболочки. - ШПМФ, 1978, № 3, с. 99-112.
29. Меррит С.Е., Вэзерстоун Р.С. Конденсация паров ртути и процессы роста капель в потоке азота. - Ракетная техника и космонавтика, 1967, т. 5, № 4, с. 140-149.
30. Михайлов А.И., Дремин А.И., Фетцов В.П. К вопросу об измерении температуры в зоне соединения при сварке взрывом. - Физика горения и взрыва, 1976, № 4, с. 594-601.
31. Некоторые проблемы математики и механики. Л.: Наука, 1970. 287 с.

32. Новиков Н.П. О высокоскоростных кумулятивных струях. - ЖПМФ, 1962, № 6, с. 22-28. - Он же. О некоторых свойствах высокоскоростных кумулятивных струй. - ЖПМФ, 1963, № I, с. 3-13.

33. Райзер Ю.П. О конденсации в облаке испаренного вещества, расширяющегося в пустоту. - ЖЭТФ, 1959, т. 37, № 6, с. 1741-1750.

34. Регель В.Р., Слущер А.И. Кинетическая природа прочности. - В кн.: Физика сегодня и завтра. Л.: Наука, 1973, с. 90-175.

35. Ради Дж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 468 с.

36. Справочник химика, т. I. М.-Л.: Химия, 1966. 1071 с.

37. Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976. 1096 с.

38. Урлин В.Д. Плавление при сверхвысоких давлениях, полученных в ударной волне. - ЖЭТФ, 1965, т. 49, № 2(8), с. 485-492.

39. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости. Л.: Наука, 1975. 592 с.

40. Щуршалов Л.В. О расчете кумулятивных струй. - Механика жидкости и газа, 1975, № 4, с. 116-122.

41. Эйчельсбергер Р., Кайнике Дж. Высокоскоростной удар. - В кн.: Физика быстропротекающих процессов, т. 2, М.: Мир, 1971, с. 204-246.

42. Янушкевич В.А. Критерий возможности образования ударных волн при воздействии лазерного излучения на поверхность поглощающих конденсированных сред. - Физика и химия обработки материалов, 1975, № 5, с. 9-11.

43. Raikes S.A., Ahrens T.J. Measurement of post-shock temperatures in aluminum and stainless steel. - In.: Sixth Symposium (Inter.) on Detonation. 1976, v. 5, p. 889-894.

44. Von Holle W.G., Trimble J.J. Temperature measurement of shocked copper plates and shaped charge jets by two-color infrared radiometry. - Journ. of Appl. Phys, 1976, v. 47, N 6, p. 2391 - 2394.

45. Von Holle W.G., Trimble J.J. Shaped charge temperature measurement. - : Sixth Symposium (Inter.) on Detonation. 1976, v. 5.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие редактора	3
ВВЕДЕНИЕ	4
Глава I. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ	8
I. Фазовая диаграмма	8
2. Критические параметры	9
3. Температура и теплоемкость	10
Глава II. ИСПАРЕНИЕ	15
I. Воздействие энергии высокой плотности на металлы	15
2. Волна испарения	16
Глава III. КОНДЕНСАЦИЯ	21
I. Конденсация на поверхности	21
2. Конденсация в объеме	22
3. Конденсация в сопле	25
4. Скорость конденсации	27
Глава IV. ОБРАЗОВАНИЕ ВОЛН И СТРУЙ	30
I. Образование, амплитуда и длина волны	30
2. Переход режима волнообразования к струйному ..	33
3. Измерение температуры точки контакта	35
4. Определение плотности вещества волн и струй ...	36
Глава V. ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНОЙ СТРУИ	41
I. Результаты экспериментов	41
2. Образование струи	45
3. Размер частиц	48
4. Температура струи	49
5. Состояние вещества	51
6. Предельная скорость	52
Глава VI. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ПРЕГРАДОЙ	54
I. Высокоскоростной удар, образование кратеров ...	54
2. Скорость образования кратеров	56
3. Измерение температуры	58
4. Проникание кумулятивной струи	60
Заключение	65
Литература	68

Доп. план выпуска изданий СО АН СССР на 1985 г.
(монографии), поз. 31.

Владимир Валерьевич Кузнецов

ЭФФЕКТЫ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ВЕЩЕСТВО
ЭНЕРГИИ ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ (на примере соударения металлов)

Ответственный редактор

Анатолий Григорьевич Кирдянкин

Утверждено к печати
Институтом геологии и геофизики СО АН СССР

Редактор Р.Н. Ильина

Технический редактор Н.Н. Александрова

Подписано к печати 23.12.85.	МН 15181.
Бумага 60×84/16. Печ.л. 4,5.	Уч.-изд.л. 4,0.
Тираж 300.	Заказ III. Цена 30 коп.

Институт геологии и геофизики СО АН СССР
Новосибирск, 90. Ротапринт.