

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ТВЕРДОЕ ВЕЩЕСТВО
СВЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПОЛУЧЕННОГО ПРИ ПОМОЩИ
ИСТОЧНИКА ВЗРЫВНОГО ТИПА

И. Ф. Жариков, И. В. Немчинов, М. А. Цикунин

(Москва)

Производятся качественное описание и оценки различных гидродинамических и физических процессов, происходящих при длительном воздействии светового потока достаточной большой мощности на поверхность твердого тела.

Указывается на необходимость экспериментального исследования этих процессов в силу сложности картины движения и нагрева вещества и отсутствия некоторых необходимых данных, что затрудняет точное теоретическое описание рассматриваемого явления.

Предлагается использовать в качестве источника светового излучения с потоками 10^6 Дж/см²сек и более взрывные источники. Описываются результаты экспериментов, проведенных на одном из таких источников с длительностью излучения 30 мксек при спектральном составе, соответствующем температуре $3 \cdot 10^4$ °К. Эти эксперименты подтверждают возможность использования взрывных источников для изучения «спокойного» режима испарения и нагрева паров. Проведены скоростное фотографирование светящей области, возникающей у облучаемой поверхности, и измерения скорости движения ее границы (200—500 м/сек.). Эта светящаяся область интерпретируется как пары материала облучаемой поверхности. В тех случаях, когда регистрировалось свечение, было зафиксировано и повышение давления на облучаемой поверхности (до нескольких кг/см²), что объясняется реактивным действием паров, движущихся от сублимирующей или кипящей поверхности. Обнаружена задержка начала испарения, связанная с влиянием теплопроводности в материале поверхности и отражением части падающего излучения.

§ 1. Качественное описание и оценки процессов, происходящих при действии излучения на твердое вещество. В последнее время проводится большое число исследований воздействия светового излучения на поверхность твердого вещества. При этом представляет интерес не только определение самого эффекта воздействия при различных величинах потока излучения, но и изучение происходящих в веществе при действии на него светового потока гидродинамических и физических процессов.

Падающие на вещество лучи проникают в поверхностный слой, толщина которого порядка величины l_0 пробега излучения в веществе при его нормальной плотности ρ_0 и начальной температуре T_0 . Если поток излучения достаточно велик, то выделение энергии в поверхностном слое вызывает нагрев вещества в нем до высоких температур, вплоть до температур порядка температуры кипения при обычном давлении.

Быстрому разогреву поверхностного слоя способствует то обстоятельство, что во многих материалах пробеги излучения l_0 невелики. Так, например, в металлах пробеги для видимого излучения в холодном состоянии и при сравнительно небольших нагревах имеют порядок длины волны падающего излучения, т. е. 10^{-4} — 10^{-5} см [1]. Даже в области жесткого ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения пробеги излучения не превышают 10^{-3} — 10^{-4} см.

Таким образом, масса нагреваемого слоя мала, и для нагрева до величин внутренних энергий порядка теплоты испарения Q требуется срав-

нительно мало энергии. Так, например, для нагрева массы 10^{-4} г/см² до $e \approx Q = 10^{11}$ эрг/г необходимо, чтобы величина подведенной к единице поверхности энергии $E \gtrsim 1$ дж/см². Однако при большой длительности подогрева благодаря теплопроводности ширина нагреваемого слоя может заметно возрасти.

Ширина нагретого слоя имеет порядок \sqrt{at} , где a — коэффициент температуропроводности вещества. Очевидно, что теплопроводность является существенной, если $\sqrt{at} > l$, где τ — время подвода энергии. Для хорошо проводящих тепло материалов a порядка 1 см²/сек. При таких величинах a уже при временах τ порядка 10^{-8} сек теплопроводность сказывается, если $l \leq 10^{-4}$ см. Но даже при $\tau = 10^{-4}$ сек толщина нагретого путем теплопроводности слоя не может превышать 10^{-2} см.

Скорость звука c в твердом теле при его нормальной плотности ρ_0 и нагреве вплоть до $e \approx Q$ имеет порядок скорости звука в холодном состоянии c_0 , т. е. порядка $3 \cdot 10^5$ см/сек. Очевидно, что слой толщиной 10^{-4} — 10^{-5} см начнет расширяться при временах t всего лишь в 10^{-10} сек, но и слой толщиной в 10^{-2} см будет расширяться, если $t > 10^{-7}$ сек.

В настоящей работе рассматриваются большие длительности τ процесса подогрева, когда нагреваемый слой успеет существенно расширяться и вещество переходит в газообразное состояние. Быстрое расширение слоя приводит к увеличению объема, в котором выделяется энергия, и, следовательно, — к существенному понижению давления p по сравнению с тем случаем, когда расширение отсутствует («мгновенный» нагрев).

При очень больших τ возникающие давления сравнительно невелики и меньше критического давления $p_* \approx 1/30 \rho_0 c_0^2$. Если бы вещество не расширялось, то нагрев до значений внутренних энергий e порядка теплоты испарения Q вызвал бы возникновение давлений порядка модуля объемного сжатия $\rho_0 c_0^2$, т. е. порядка нескольких десятков и даже сотен тысяч атм (критические же давления $p_{кр}$ имеют порядок сотен и нескольких тысяч атм).

Если рассмотреть задачу о расширении непрерывно подогреваемого вещества при $\rho \approx \rho_0$ (термоупругие деформации), в котором выделяется энергия, экспоненциально убывающая по глубине, то максимальное давление p_{max} в возникающей волне сжатия, распространяющейся от места нагрева, будет равно $\Gamma q/c_0$, где Γ — коэффициент Грюнайзена, q — поток энергии. Любопытно, что p_{max} не зависит от глубины нагреваемого слоя. При $q = 10^6$ дж/см²сек, $\Gamma \approx 1$ и $c_0 \approx 3 \cdot 10^5$ см/сек получим $p_{max} = 30$ кг/см². Таким образом, давления действительно невелики, если поток энергии не слишком значителен.

Если нагрев вещества и его расширение происходят достаточно «медленно» и перегрев жидкости мал, что имеет место при «большой» толщине нагретого слоя (толщина нагретого слоя больше глубины l проникновения излучения благодаря теплопроводности), то после того, как в веществе будет достигнута температура кипения T_k (при данном давлении), дальнейший подвод энергии в вещество, сопровождающийся его расширением, вызовет постепенное (квазиравновесное) превращение части вещества в парообразное состояние и быстрое понижение его плотности; когда величина внутренней энергии e будет превышать теплоту испарения Q , все вещество превратится в пар. При этом температура паров близка к температуре кипения при нормальном давлении, так как при давлениях, существенно меньших критического, температура кипения изменяется мало.

Так как масса нагреваемого слоя не превышает 10^{-2} г/см² при $\rho_0 \approx 1$ г/см³, то для того, чтобы концентрация выделившейся энергии пре-

высила Q , требуется подвести к поверхности облучаемого вещества энергию не более, чем 100 дж/см^2 при Q порядка 10^{11} эрг/г или 10^4 дж/г (необходимо, конечно, учитывать отражение части излучения).

Таким образом, при длительности действия излучения τ порядка 10^{-4} сек поверхностный слой вещества будет безусловно испарен, если поток энергии q падающего излучения превышает $10^6 \text{ дж/см}^2 \text{ сек}$ ($E \gtrsim 10^2 \text{ дж/см}^2$). При этом будет иметь место «спокойный» режим испарения в отличие от «взрывообразного» режима при очень коротких временах τ .

Следует иметь в виду, что по мере расширения вещества и превращения части вещества в пар может измениться коэффициент поглощения. Однако, если спектр излучения достаточно широк, как это имеет место в условиях экспериментальных установок, описываемых ниже, причем значительная доля его принадлежит ультрафиолетовому излучению (с энергией квантов вплоть до 10 эв), то в большинстве случаев есть атомарные или молекулярные уровни вещества паров, энергия которых меньше максимальной энергии квантов, присутствующих в спектре. Поэтому в парах продолжается поглощение излучения и их нагрев.

Заметим, что при действии на вещество источника длинноволнового излучения может возникнуть несколько иная ситуация — пары металла могут стать совершенно прозрачными для падающего излучения. Однако и при наличии жесткой, поглощающейся в парах части спектра и при расширении пара теперь уже лишь часть излучения будет поглощаться в парах и вызывать их нагрев, а часть будет проникать в более глубокие слои вещества и вызывать их испарение. Массовый коэффициент может остаться неизменным при нагреве и расширении паров, если поглощение осуществляется достаточно глубокими атомарными или молекулярными уровнями, т. е. если спектр излучения не слишком мягок, а нагрев не слишком велик.

Для случая постоянного массового коэффициента поглощения, когда ни изменение агрегатного состояния вещества, ни изменение температуры и плотности паров не изменяют массы, в которой происходит нагрев, глубина проникновения «жесткой» части спектра излучения в пары (до их ионизации) невелика. Для квантов с энергией $h\nu \lesssim I$, где I — первый потенциал ионизации, массовый коэффициент поглощения κ обычно порядка $10^5 - 3 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{г}$. При давлении p в 10 кг/см^2 и $T \approx 2 \cdot 10^3 \text{ К}$, когда $\rho \approx 10^{-3} \text{ г/см}^3$, получим, что пробег $l \approx 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. При том же давлении, но $T \approx 2 \cdot 10^4 \text{ К}$, когда $\rho \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3$ пробег $l \approx 10^{-1} - 3 \cdot 10^{-1} \text{ см}$ (без учета ионизации).

Одним из авторов настоящей работы показано [2,3], что гидродинамическое движение не сильно препятствует продолжению нагрева непрерывно расширяющегося газа, так как кинетическая энергия составляет лишь определенную долю от тепловой (около половины от полной энергии).

Очевидно, однако, что коэффициент поглощения κ не может быть постоянным при сколь угодно большой степени нагрева. При достижении внутренней энергии вещества некоторого значения e_* перестанут существовать те уровни, которые обеспечивали поглощение даже наиболее жесткой части спектра излучения.

Если говорить об энергиях уровней $5 - 10 \text{ эв}$, т. е. о поглощении оптическим электроном внешней оболочки атома, то e_* имеет порядок 10^5 дж/г [4,5] ($T_* \approx 1 - 2 \text{ эв}$). Пусть поглощение отсутствует полностью при $e \geq e_*$, а при меньших величинах e коэффициент поглощения неизменен. Тогда вещество не может нагреваться выше e_* , и возникнет стационарная волна нагрева вещества.

Температуру T_* , соответствующую e_* , можно назвать температурой прозрачности.

При резком падении коэффициента поглощения вблизи некоторой температуры можно условно принять ее за температуру прозрачности и пренебречь подогревом при более высоких температурах. Естественно, что эта температура T_* существенно зависит от спектра излучения, состава паров вещества, давления в парах и, следовательно, от величины потока излучения и слабо зависит от толщины слоя паров (строго говоря, движение не будет стационарным).

Заметим, что если температура прозрачности T_* несколько меньше эффективной температуры T_e падающего излучения, то обратное переизлучение паров мало. Так, для $T_* = 0,5 T_e$ поток излучения из зоны паров, даже если они светят как черное тело, на порядок меньше, чем падающий (при $T_e \approx 3 \cdot 10^4$ °К переизлучение мало, если $T_* \lesssim 1-2 \cdot 10^4$ °К). Структура квазистационарной волны нагрева паров вещества при постоянной температуре на «горячем» краю была рассмотрена в [6].

Для оценок скорости «сгорания» можно рассмотреть два случая, когда движение вещества за волной отсутствует ($1/2 u^2 \ll e_*$) и когда волна нагрева движется так, что соблюдается условие Жуге (в этом случае $1/2 u^2 = 1/2 u_*^2 = 1/2 \gamma (\gamma - 1) e_*$). Таким образом, в обоих случаях расход массы связан с потоком падающего излучения соотношением:

$$dm/dt = \dot{m} \approx q / (e_* + 1/2 u^2) \approx q/e_*$$

Если считать, что $e_* = 10^5$ Дж/г, то при $q = 10^6$ Дж/см²сек получим $\dot{m} = 10$ г/см²сек. Величина расхода массы слабо зависит от принятых предположений о движении вещества. Величина импульса и давления существенно связана со скоростью истечения: $p \approx \dot{m} u$. Скорость расширения вещества u не превышает величины порядка $u_* \approx \sqrt{e_* (\gamma - 1)}$, т. е. $0,5 \cdot 10^6$ см/сек = 5 км/сек. Поэтому средняя плотность паров ρ выше 10^{-5} г/см³. Если волна разрежения движется по веществу согласованно с продвижением волны нагрева, то на ее границе выполняется условие Жуге, и это значение плотности будет близко к истинному. При наличии истечения паров не в вакуум, а в какую-либо среду, максимальная скорость движения может быть более низкой.

Исходя из величин e_* и ρ_* , можно оценить давление в парах p . При $\gamma = 1.2$ получим $p \approx 2$ кг/см². Исходя из величины u и \dot{m} , получим $p \approx 5$ кг/см². Следовательно, действительно, при больших длительностях подвода энергии давления в парах невелики. При увеличении потока тепла давления возрастают

$$p = e_* \rho_* (\gamma - 1) = e_* \dot{m} (\gamma - 1) / u \approx q / \sqrt{e_*}$$

При меньших значениях e_* и в том же потоке тепла расход массы может быть несколько более значительным, скорость истечения более низкой, а плотность паров и давление более высоким. Если основная часть энергии излучения принадлежит квантам, которые поглощаются лишь конденсированным веществом, то температура прозрачности T_* может быть близка к температуре кипения T_k (пары перестают экранировать поверхность, когда в них исчезают капли жидкости).

Следует, однако, помнить, что при этом в балансе энергии существенную роль станет играть величина энергии, затрачиваемой на испарение (Q обычно порядка $10^3 - 10^4$ Дж/г).

$$\dot{m} \approx q_s / (Q + e_k + 1/2 u_k^2) \approx q_s / Q$$

Здесь $e_k = c_v T_k$, c_v — теплоемкость паров, T_k — температура кипения (обычно $e_k \ll Q$), q_s — поток тепла к испаряющейся под действием излучения поверхности.

При выполнении условия Жуге

$$u_k \approx \sqrt{\gamma(\gamma - 1) e_k}, \quad p \approx q_s \sqrt{\gamma(\gamma - 1) e_k} / Q$$

При этом скорость истечения мало изменяется с изменением потока излучения, давление изменяется пропорционально потоку излучения и импульс давления $I = \xi E / \sqrt{Q}$, где $\xi = \sqrt{\gamma(\gamma - 1) e_k} / Q$.

Укажем, что для паров железа $u_k = 10^5$ см/сек = 1 км/сек, для свинца $u_k = 0.5$ км/сек, а e_k соответственно равно 10^3 и $2 \cdot 10^2$ дж/г, в то время как Q равно $7 \cdot 10^3$ и 10^3 дж/г, т. е. $\xi \approx 0,2$. Следовательно, при потоке тепла к сублимирующей поверхности $q_s = 10^6$ вт/см² возникшие давления должны быть порядка 5 и 25 кг/см².

Поток q_s будет близок к полному потоку падающего излучения q и нагрев паров мал, если потенциал ионизации I атомов вещества высок, а спектр излучения достаточно мягок, т. е. на долю квантов, имеющих энергию $h\nu \gg I$, приходится незначительная часть общей энергии. Если пары прогреты сильно ($e_* \gg Q$), то коэффициент $\xi \ll 1$.

Выше было сделано предположение, что для достаточно «жесткого» спектра и сравнительно низкого потенциала ионизации величина e_* соответствует завершению однократной ионизации. Однако, помимо фотоэлектрического поглощения оптическим электроном, возможно поглощение с возбужденных уровней иона и свободно-свободное поглощение электронами при их столкновениях с ионами. Оценка коэффициента поглощения может быть произведена на основании классической теории тормозного поглощения [4,7]. Так укажем для примера, что в воздушной плазме при $T = 2 \cdot 10^4$ °К пробег l излучения с $\lambda = 6000$ Å для $\rho \approx 4 \cdot 10^{-5}$ г/см³, т. е. при давлении в 10 кг/см² имеет величину 6 см, в то время как при скорости движения порядка 5 км/сек слой паров будет также иметь толщину x в несколько см. Поскольку $l \sim f(T) \rho^{-2} \lambda^{-2} \sim \varphi(T) p^{-2} \lambda^{-2}$, то температура прозрачности будет зависеть от давления в парах, толщины слоя паров и характерной длины волны падающего излучения, а также от состава паров. Для сравнения укажем, что в тех же условиях ($T = 2$ эв, $p = 10$ кг/см², $h\nu = 2$ эв) пробег излучения [5] в парах С, Fe и Pb равен соответственно 15, 20 и 8 см.

Обратим внимание на то, что после того как концентрация электронов станет достаточно большой, длинноволновое излучение будет поглощаться на меньшей глубине, чем коротковолновое, увеличивая интенсивность разогрева горячего края, что уменьшает коэффициент поглощения для всех длин волн.

Таким образом, нагрев вещества и его гидродинамическое движение, приводящее к падению плотности, могут существенно изменить оптические свойства поверхностного слоя. Внешние слои вещества перестанут подогреваться [3]. Излучение начнет поглощаться в более глубоких слоях вещества, которые, нагреваясь, также приходят в движение и, в свою очередь, становятся прозрачными; возникнет самосогласованный режим продвижения волны нагрева и разрежения [8]. При этом максимальная температура вещества и скорость истечения медленно возрастает с увеличением толщины слоя паров. Грубые оценки можно производить на основании решений для квазистационарной волны, описанных выше. Величина e_* находится из того условия, что оптическая толщина паров порядка единицы, т. е. $l(e_*) / x \approx 1$.

Эффекты увеличения прозрачности с увеличением степени нагрева могут проявляться и при более низких величинах температур для случая молекулярного поглощения. Так, например, для йода величина e_* , соответствующая его диссоциации, порядка 10^{10} эрг/г (и соответственно

$u_* \approx 0.5 \cdot 10^4$ см/сек). Заметим, что при температурах, близких, но меньших T_* , возрастание температуры, сопровождающееся повышением населенности возбужденных уровней, способных поглощать излучение, может привести к увеличению непрозрачности.

Из сказанного следует, что оптические свойства паров необходимо знать в весьма широком диапазоне плотностей (вплоть до плотностей, близких к плотности твердого тела) и температур (от T порядка температуры испарения, т. е. в одну — две тысячи градусов, до температур, при которых уже происходит диссоциация и ионизация вещества, т. е. в несколько тысяч или даже около $1-2 \cdot 10^4$ К), а гидродинамическое движение оказывает существенное влияние на сам процесс нагрева разлетающихся паров. Наоборот, исследование картины процесса разлета вещества и его параметров позволило бы дать ценные сведения об этих свойствах веществ, с большим трудом поддающихся теоретическому исследованию. Естественно, что анализ картины движения существенно упрощается при наличии простой геометрии движения.

Задача точного расчета процесса движения и нагрева паров осложняется тем, что движение может стать двумерным. Действительно, при скорости звука около $3 \cdot 10^5$ см/сек звуковые возмущения от краев облучаемого «пятна» пройдут за времена порядка 10^{-5} сек не менее 3 см. Двумерный характер разлета приводит к более быстрому падению плотности и оптической толщины слоя газа, расширяющегося двумерным образом на пути луча.

Увеличение прозрачности приводит к более глубокому проникновению излучения и увеличению скорости «сгорания» вещества. Величина e_* (и температуры прозрачности T_*) будет уже связана с боковым размером пятна R . Действительно, даже при $\kappa = \text{const}$, когда пробег излучения $l = \kappa/\rho \sim 1/\rho$, оптическая толщина двумерной части струи вещества или, как ее часто называют «факела» падает: $\tau = x/l \sim x \cdot \rho \sim 1/x$. Возникает стационарный режим нагрева и движения.

Таким образом, картина движения и нагрева вещества представляется сложной, причем отсутствуют некоторые необходимые данные (величины коэффициентов поглощения, уравнения состояния в области фазовых переходов, особенно при значительных потоках излучения, когда возникающие давления близки к критическим, скорости парообразования и конденсации, диссоциации и ионизации и т. д.). Все это затрудняет достаточно точное теоретическое описание явления и приводит к необходимости использования экспериментальных методов.

Возникает вопрос о возможности лабораторного исследования процессов нагрева и движения паров вещества. При этом необходимы достаточно мощные источники светового излучения. Одним из авторов (И. В. Немчиновым) были предложены в качестве таких источников излучение фронта ударной волны, распространяющейся по благородному газу, при этом ударная волна порождается взрывом заряда обычного ВВ. Такие лампы — вспышки широко используются для подсветки различных объектов при скоростном фотографировании. Однако, по-видимому, они еще не использовались для указанных выше целей. Вопрос о конструировании источников взрывного типа не является предметом данной статьи. Ниже приведены результаты исследований, полученных на источнике одного из возможных типов. Укажем сразу, что могут быть созданы источники с лучшими характеристиками.

Одним из достоинств источника взрывного типа являются большая полная энергия такого источника и большая энергия излучения. При температуре $T = 30000$ °К с 1 см² поверхности ударной волны, светящей как черное тело, излучается 4 дж в 1 мксек (поток $4 \cdot 10^6$ вт). Это позволяет облучать довольно значительные поверхности (несколько см² и более), что облегчает создание условий для одномерного характера движения паров.

§ 2. Взрывной высокотемпературный источник света. Приведем результаты экспериментов на взрывном источнике светового излучения в виде трубки из ВВ с дополнительным кумулятивным зарядом, наполненной благородным газом (фиг. 1)¹. Фронт ударной волны внутри источ-

¹ В разработке источников принимал активное участие Е. Г. Попов, которого авторы благодарят.

ника близок к плоскому, за исключением начальной части. Толщина нагретого ударной волной и светящегося слоя газа в различные моменты времени соответствует примерно десятикратному сжатию газового столба, вовлеченного в движение. В качестве рабочего газа использовался аргон чистый с содержанием примесей: не более 0.01% азота, 0.003% кислорода, 0.03 г/м³ влаги. Длина источника 300 мм, длительность действия 32 мксек. Для увеличения светового потока внутренняя поверхность трубы выложена полированной алюминиевой фольгой.

Величина светового потока из источника вычислялась на основании результатов измерения температуры свечения фронта ударной волны в сине-красной области спектра, геометрии источника и измеренного значения коэффициента отражения фольги в видимой части света в предположении о планковском виде спектра и постоянстве коэффициента отражения вплоть до ультрафиолетовой области.

Эффективная температура поверхности фронта ударной волны определялась методом фотографической фотометрии в узких областях спектра: красной — $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ и синей — $\lambda = 4400 \text{ \AA}$ с полушириной $\Delta\lambda = 380 \text{ \AA}$. Съемка свечения источника за красным светофильтром производилась на приборе СФР в варианте лупы времени через ослабляющий нейтральный светофильтр с плотностью 3.15. В качестве эталонного источника в красной области использовалась ленточная лампа накаливания СИ-6-100, температура нити которой (2600—2700 °К) определялась пирометрическим способом.

Съемка за синим светофильтром производилась на приборе СФР в варианте фоторегистра. В качестве эталона в синей области спектра использовалась установка ЭВ-39, дающая электрический разряд, светящийся в диапазоне длин волн 4000—6000 Å как абсолютно черное тело с эффективной температурой $39000 \text{ °K} \pm 2000 \text{ °K}$ [9-11]. Точность измерения температуры в красной и синей областях не хуже 10%.

Приводим результаты измерений температуры в синей и красной областях спектра для некоторых моментов времени с начала свечения:

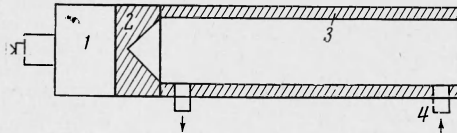
t , мксек =	0	4	8	12	16	20	26	32	
$10^{-3} T^{\circ}\text{K} =$	33.7	30.5	28.5	28.6	29.0	29.5	30.0	31.8	при $\lambda = 4400 \text{ \AA}$
$10^{-3} T^{\circ}\text{K} =$	37.8	33.5	31.9	32.0	—	—	—	—	при $\lambda = 6500 \text{ \AA}$

Измерения в синей области спектра более точны, тогда как температура в красной области несколько завышена.

Величина измерений температуры согласуется с рассчитанной по измеренной скорости фронта ударной волны при помощи ударной адиабаты аргона [12], вычисленной с учетом ионизации.

В работе [12] было показано, что при скорости 17 км/сек в аргоне яркостная температура гораздо ниже истинной температуры газа, что объясняется сильной экранировкой свечения фронта прогревной зоной [4, 13-15]. По-видимому, при скоростях от 12 до 8 км/сек, имевших место в наших условиях, экранировка еще не наступает.

Полученные результаты хорошо согласуются с результатами работы [16], где при скорости фронта 8,5 км/сек измеренная температура равнялась 29000 °К в сине-красной области спектра.



Фиг. 1. Схема взрывного источника светового излучения. Цифрами обозначено: 1 — взрывная линза, 2 — дополнительный кумулятивный заряд, 3 — трубка ВВ, 4 — продувка аргона.

Для оценки степени черноты излучения можно вычислить длину свободного пробега квантов, воспользовавшись уточненной формулой Унзольда — Крамерса [4,17,18]. Для квантов с энергией $h\nu = 1,7 \text{ эв}$ свободный пробег в аргоне при 30000°K составляет $0,5 \cdot 10^{-1} \text{ см}$. Длину свободного пробега можно оценить также из работы [16] по времени нарастания записи фотоумножителя, регистрирующего световой поток при выходе ударной волны из ВВ в аргон. Такая оценка дает длину пробега (при 29000°K и энергии кванта $h\nu = 3 \text{ эв}$), равную $1,2 \cdot 10^{-1} \text{ см}$.

Поскольку в данном источнике толщина нагретого слоя составляла несколько см, то можно считать ударную волну в источнике излучающей поверхностным образом как абсолютно черное тело и имеющей планковский спектр. Необходимо, однако, учесть сплошное поглощение жесткой части спектра в холодном аргоне вследствие фотоэффекта (потенциал ионизации $15,7 \text{ эв}$), а также возможность затрат энергии на возбуждение при энергиях квантов, начиная примерно с 11 эв . Предположение о планковском характере спектра подтверждается также совпадением в пределах ошибок измерений температур фронта ударной волны в синей и красной областях спектра.

Следует помнить, что измерение температуры производилось в видимой части спектра ($\lambda = 4400$ и 6500 \AA), в то время как основная часть энергии излучается в ультрафиолетовой ($\lambda = 1300 \text{ \AA}$). При наличии же на светящей поверхности областей с различной яркостью и температурой, что имеет место в начале процесса вследствие эффектов столкновения ударных волн в источнике, спектр в длинноволновой части может быть близок к планковскому с некоторой средней (по площади) температурой, а в коротковолновой отличаться от него.

Кроме того, спектр излучения после отражения от фольги может измениться, если коэффициент поглощения различных частей спектра не одинаков. Однако наибольшее количество энергии подводится к образцу в моменты времени, близкие к моменту выхода ударной волны из трубы. Но именно в этот период свечение по сечению трубы является равномерным, а основная часть энергии, падающая на образец, приходит непосредственно с фронта ударной волны (без отражения от фольги). Таким образом, в этот период указанные выше причины, которые могли бы искажать планковский характер свечения, мало существенны. В силу сказанного и в силу известных трудностей измерений в ультрафиолетовой области спектра, в дальнейшем будем пользоваться предположением о его планковском характере.

Приведем расчетный состав излучения источника по длинам волн в % к интегральному потоку при $T = 32000^\circ\text{K}$.

$\lambda \text{ \AA}$ от		1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	>4500
до	<1000	1500	2000	2500	3000	3500	4000	4500	
%	34	27	16	9	5	3	2	1	3

Для сравнения приведем значения длин волн λ_I , соответствующие первому потенциалу I ионизации атомов некоторых веществ, использованных в экспериментах

Al	S	Fe	Cu	Zn	Sn	J	Pb
2070	1200	1570	1610	1320	1630	1190	1670

Вычислим световой поток на единичную площадку, установленную у выходного отверстия трубы источника, перпендикулярно ее оси. Световой поток $d\Phi$ с излучающей поверхности dS на площадку ds , расположенную

на расстоянии R , равен

$$d\Phi = J \cos \vartheta_1 dS (d\Omega / ds) = (J \cos \vartheta_1 \cos \vartheta_2 / R^2) dS$$

где J — интенсивность излучения в направлении нормали к излучающей поверхности, ϑ_1 — угол между нормалью к излучающей поверхности и лучом, ϑ_2 — угол между нормалью к площадке ds и лучом.

Поскольку фронт ударной волны и воспринимающая излучение поверхность параллельны, то $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \theta$, где θ — угол между осью трубы и лучом. Подставляя в приведенное выражение величины dS и R , выраженные через расстояние фронта ударной волны от выходного отверстия трубы и угол θ , получим

$$d\Phi = 2\pi J \sin \theta \cos \theta d\theta$$

При отражающих стенках канала для наблюдателя, находящегося у выходного отверстия трубы, образуются кольцевые области зеркального отображения фронта ударной волны относительно оси канала, ограниченные лучами под углами θ_0 (без отражения), $\theta_1 - \theta_0$ (однократное отражение), $\theta_2 - \theta_1$ (двукратное отражение) и т. д. Тогда для каждой области отношение светового потока у обреза трубы к потоку со светящейся поверхности равно

$$\begin{aligned} \Phi_0 / \sigma T^4 &= \sin^2 \theta_0 \\ \Phi_1 / \sigma T^4 &= k (\sin^2 \theta_1 - \sin^2 \theta_0) \\ \Phi_2 / \sigma T^4 &= k^2 (\sin^2 \theta_2 - \sin^2 \theta_1) \\ &\dots \dots \dots \\ \Phi_n / \sigma T^4 &= k^n (\sin^2 \theta_n - \sin^2 \theta_{n-1}) \end{aligned}$$

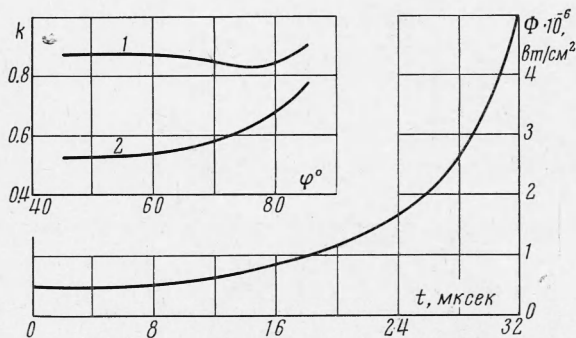
Здесь k — коэффициент отражения стенок. Полный световой поток будет равен

$$\Phi = \Sigma \Phi_n$$

Вычисления светового потока были произведены с учетом изменения температуры фронта по мере движения ударной волны и изменения углов, под которыми происходит отражение, по мере ее приближения к выходу из источника.

На фиг. 2 вверху показана зависимость измеренного значения коэффициента отражения полированной фольги от угла отражения для видимого света. Для расчетов было принято $k = 0.5$. Известно, что коэффициент отражения может изменяться с длиной волны. Но, согласно данным [19], для алюминиевых зеркал изменение мало — вплоть до $\lambda = 2000 \text{ \AA}$ (от 0.85 до 0.75). Поэтому при расчетах коэффициент отражения принимался не зависящим от длины волны.

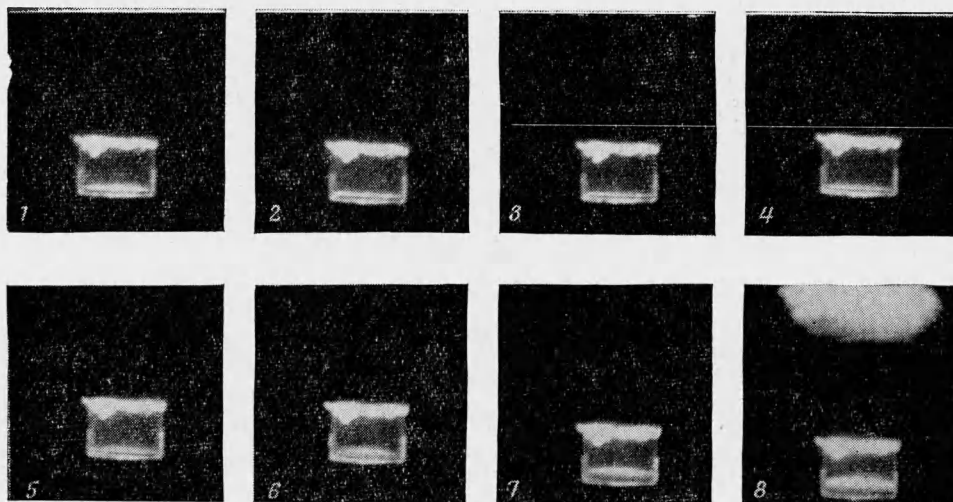
Расчетная кривая светового потока представлена на фиг. 2 (внизу) с учетом поглощения в холодном аргоне излучения с длинами волн λ



Фиг. 2. Вверху зависимость коэффициента отражения от угла для видимого света: 1 — алюминиевое зеркало на стекле, 2 — полированная алюминиевая фольга. Внизу зависимость светового потока на выходе источника от времени с учетом поглощения энергии в холодном аргоне ($\lambda < 1070 \text{ \AA}$).

менее 1070 \AA . Здесь величина полной энергии, подведенной за все время действия источника к единичной площадке облучаемой поверхности $E = 40 \text{ Дж/см}^2$, и среднее значение потока за время действия источника составляет $1.3 \cdot 10^6 \text{ Дж/см}^2 \text{ сек}$.

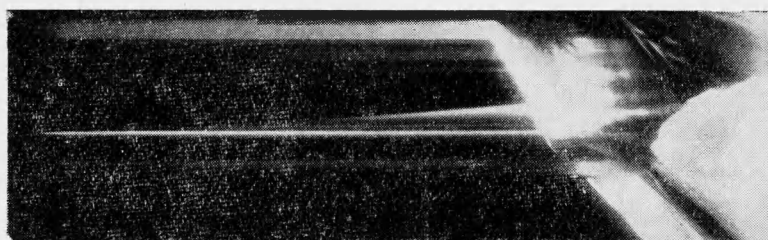
§ 3. Воздействие излучения на вещество. Исследуемые образцы диаметром до 40 мм и высотой $1-2 \text{ мм}$ устанавливались на расстоянии $10-$



Фиг. 3. Скоростные покадровые съемки процесса воздействия излучения на йод. Время между кадрами 4 мксек .

20 мм от выходного отверстия источника в стеклянной трубе. Через всю установку продувался аргон в течение всего времени опыта. Процесс взаимодействия регистрировался на приборе СФР (лупа времени и фоторегистратор).

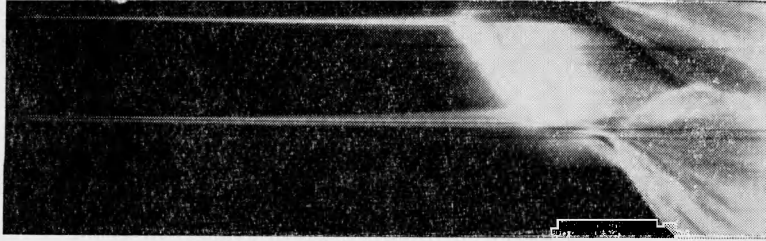
При воздействии излучения источника на йод, серу, свинец, олово, железо наблюдалось расширение светящейся области (фиг. 3). Граница



Фиг. 4. Фоторегистрограмма процесса воздействия излучения на серу.

светящейся области продвигалась навстречу потоку излучения со скоростями порядка нескольких сотен м/сек , различными для разных веществ. Укажем, что форма границы светящейся области будет плоской лишь в начале, и по мере подъема становится куполообразной. При диаметре образца, близком к диаметру трубы, радиус кривизны поверхности велик (см. фиг. 3, диаметр образца 40 мм). Расширение начиналось не сра-

зу после включения источника и для различных веществ задержки были разными (фиг. 4—6). На фиг. 4, 5 отчетливо виден подъем границы светящейся области, а затем — движение навстречу ей светящегося фронта



Фиг. 5. Фоторегистрограмма процесса воздействия излучения на свинец.

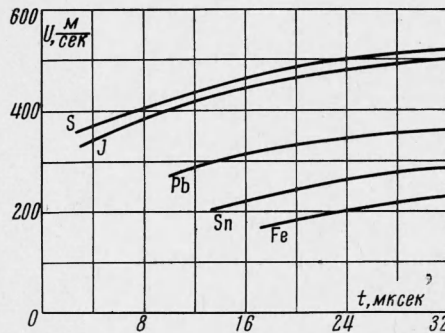
ударной волны, выходящей из трубы и, наконец, — процесс отражения этой ударной волны (длительность свечения от начала до прихода ударной волны 32 мксек, высота подъема светящейся границы к моменту прихода ударной волны на фиг. 4 — 6 мм, на фиг. 5 — 4 мм). Образование светящейся области не наблюдалось у цинка, никеля, магния, меди и алюминия.

Производились измерения давления во времени на исследуемом образце при действии на него светового потока. К пьезодатчику (таблетка титаната бария в эпоксидной смоле) приклеивался образец диаметром 12 мм. Датчик с образцом располагался в выходном отверстии источника. Электрический импульс (фиг. 7) датчика усиливался и подавался на вход осциллографа ОК-24МА.

Градуировка датчика производилась воздушной ударной волной с известной амплитудой и длительностью около 100 мксек.

В таблице приведены результаты измерения максимального давления p_{\max} , кг/см² и импульса J , кг мксек/см², а также величины задержек начала явления t° , мксек и максимальная скорость границы светящейся области u_{\max} , м/сек. При воздействии на цинк, т. е. на вещество, при котором не наблюдалось оптического эффекта, механического импульса не зарегистрировано.

Во введении были даны оценки, из которых следует, что при данных условиях эксперимента следует ожидать испарения вещества. Учитывая эти оценки, а также тот экспериментальный факт, что наличие механического импульса связано со скоростью движения границы светящейся области, можно предположить, что световой поток вызывает сублимацию твердой поверхности, после чего начинается расширение испаренного ве-



Фиг. 6. Зависимость скорости движения границы светящейся области от времени при воздействии излучения на различные вещества.

	t°	u_{\max}	p_{\max}	J	$\xi \cdot 10^{-2}$
J	4—5	480	3.2	64.5	0.8
S	3—4	520	5.7	112	4
Pb	10	360	3.0	49.2	1
Sn	13	280	2.3	35.5	1.5
Fe	17	220	2.1	27.3	1.5

Во введении были даны оценки,

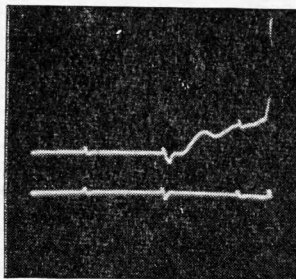
из которых следует, что при данных

условиях эксперимента следует ожидать испарения вещества. Учитывая эти оценки, а также тот экспериментальный факт, что наличие механического импульса связано со скоростью движения границы светящейся области, можно предположить, что световой поток вызывает сублимацию твердой поверхности, после чего начинается расширение испаренного ве-

щества с непрерывным подогревом его излучением, чем объясняется свечение паров.

Конечно, эти и приводимые ниже доказательства испарения вещества поверхности являются лишь косвенными. Проводятся и прямые — спектроскопические исследования свечения.

Задержку начала явления можно объяснить интенсивным теплоотводом в глубь вещества. Испарение возможно с того момента, когда поток излучения, поглощенного в веществе, превысит тепловой поток в глубь вещества, иначе температура поверхности не достигнет температуры кипения.



Фиг. 7. Оциллограмма записи давления на образце из свинца при воздействии на него излучения. Время — слева направо, метки времени через 25 мксек. Обрыв записи соответствует приходу ударной волны из источника к образцу.

Время с начала облучения до того момента, когда эти потоки сравниваются, соответствует времени задержки испарения. Предполагая, что температура плоской поверхности образца поддерживается постоянной и равной температуре кипения, получим максимальный поток тепла в глубь вещества

$$q_1 = T_{\kappa} \sqrt{k_T \rho c_v} / \sqrt{\pi t}$$

Здесь k_T — коэффициент теплопроводности, ρ — плотность, c_v — теплоемкость, t — время.

Оценки времени задержки испарения по приведенной формуле у веществ, для которых известны коэффициенты отражения в ультрафиолетовой области спектра, дают значения, совпадающие с измеренными экспериментально (железо). Для меди и алюминия задержки оказались близкими к длительности действия источника, и процесс испарения не успел развиваться. Поведение цинка объясняется, по-видимому, высоким коэффициентом отражения в ультрафиолетовой области спектра.

Таким образом, при данном падающем потоке излучения (порядка $10^{13} - 10^{14}$ эрг/см²сек) начало процесса испарения определяется величиной коэффициента отражения поверхности вещества и теплопроводящими свойствами его.

Слой испарившегося вещества, расширяющийся от поверхности, создает на образце механический импульс. Существенно, что в условиях эксперимента испарение происходит в газ с атмосферным давлением, и пары вещества затрачивают часть своей энергии на разгон первоначально покоящегося газа и образование ударной волны в нем — в отличие от случая, когда пары разлетаются в вакуум.

Оценка давления за ударной волной в газе, образованной плоским поршнем, движущимся с постоянной скоростью, равной скорости движения границы испаренного вещества, для всех веществ, за исключением йода, дает величину, близкую в пределах 30% к измеренному максимальному давлению. В действительности движение неоднородно. Как известно, в решении задачи о сферическом поршне, движущемся с постоянной скоростью [20], давление на поршне p_p лишь примерно в полтора раза выше давления p_s на фронте ударной волны (для давлений $p_p \approx 2$ —

6 кг/см²). Таким образом, давление на поверхности образца соответствует давлению за ударной волной, образованной в газе с расширяющимся испаренным веществом, и давление по всему слою паров примерно одинаково.

В последнем столбце таблицы приведены значения безразмерного коэффициента $\xi = J\sqrt{Q}/E$, где J — импульс давления, Q — теплота испарения и E — полная подведенная энергия. Этот коэффициент можно условно назвать коэффициентом использования энергии. Для йода значение ξ ниже, чем для других веществ. Это может быть объяснено как возможными ошибками опыта (йод очень плохо приклеивается к датчику; расчетные значения давления, определенные по скорости границы паров, в два раза выше измеренных), так и тем, что для йода характерной величиной является скорее энергия, необходимая для его диссоциации Q_d , а не теплота испарения Q , т. е. величина примерно на порядок большая. Действительно, «потенциал» диссоциации йода равен 1.6 эв, т. е. большая часть подводимой энергии должна затрачиваться на нагрев паров, пока йод еще не диссоциирован (в отличие от свинца, олова и железа, для которых $I = 7.5 - 8$ эв, т. е. $\lambda_I \approx 1500 \text{ \AA}$ и большая часть энергии может проходить сквозь пары, даже если они не нагреты значительно выше температуры кипения). На величину импульса, создаваемого у указанных в табл. 1 металлов, существенную роль должен оказывать отвод энергии путем теплопроводности в глубь вещества, о чем свидетельствуют большие времена задержки свечения и возникновения давления.

Оценка баланса энергии, подведенной к границе паров энергии, затраченной на испарение вещества и его разгон, на движение парами аргона и его нагрев в ударной волне, а также энергии, отведенной в глубь вещества, затрудняется тем, что измерения давлений производились в условиях существенно двумерного характера движения. Действительно, диаметр пьезодатчика, на который наклеивался образец исследуемого вещества, составлял, как указывалось, 12 мм, в то время как к концу процесса нагрева подъем светящейся границы составлял 5—10 мм. Контрольные эксперименты показали, что на образце серы диаметром 40 мм давление в 1.5 раза выше, чем на образце диаметром 12 мм.

Оценка скорости фронта ударной волны по скорости поршня границы «паров» показывает, что еще примерно на такое же расстояние продвигался фронт ударной волны (от границы паров). Грубая оценка объема аргона, нагретого ударной волной, может быть произведена в предположении, что форма этого объема и форма паров являются сферическим сегментом (см. фиг. 3).

Предполагая, что давление и скорость одинаковы во всей области между фронтом ударной волны, движимой парами, и границей, можно оценить энергию, затраченную на разгон паров. Оказывается, что она близка по порядку величины ко всей величине подведенной энергии. Точно также можно оценить тепловую энергию паров. Она также оказывается близкой по порядку к этой величине. Поэтому для более точного подсчета энергии, расходуемой на испарение и разгон паров, необходимы более подробные измерения и более тщательный анализ. Однако следует все же указать, что проведенные оценки испаренной массы находятся в согласии с измеренной величиной давления, импульса давления и скорости паров, и развитыми в § 1 качественными представлениями, а также изложенными там и в настоящем параграфе оценками «спокойного» режима испарения и нагрева паров. Для более точных количественных сопоставлений, помимо дальнейших экспериментов, необходимо уточнение и самих теоретических представлений.

Показано, что для исследования воздействия мощных потоков светового излучения можно использовать излучение взрывных источников света.

Приведены результаты таких исследований для одного из возможных типов источников с длительностью излучения 30 мксек и потоками излучения на выходе, возрастающими от 10^5 до $5 \cdot 10^6$ вт при спектральном со-

ставе, соответствующем $T = 3 \cdot 10^4$ °К. Проведено скоростное фотографирование светящейся области у облучаемой поверхности, отождествленной с парами вещества этой поверхности. Для некоторых веществ свечение не обнаружено. Это интерпретируется как эффект влияния хорошей теплопроводности в глубь вещества и отражения излучения от его поверхности. В тех случаях, когда регистрируется свечение, было зафиксировано повышение давления на облучаемой поверхности (в несколько $кг/см^2$), что объясняется реактивным действием истекающих паров. Эксперименты подтверждают возможность использования взрывных источников света для изучения «спокойного» режима испарения и нагрева паров. Их необходимо продолжить и более подробно изучить происходящие физические и гидродинамические процессы.

Поступила 17 VIII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов А. В. Оптические свойства металлов. Физматгиз, 1961.
2. Немчинов И. В. Разлет плоского слоя газа при постепенном выделении энергии. ПМТФ, 1961, № 1.
3. Немчинов И. В. Разлет подогреваемой массы газа в регулярном режиме. ПМТФ, 1964, № 5.
4. Зельдович Я. В., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд-во «Наука», 1966, изд. 2-е.
5. Немчинов И. В., Цикулин М. А. Оценка теплопередачи излучением для крупных метеоритов, движущихся в атмосфере с большой скоростью. Геомагнетизм и аэронавигация, 1963, т. 3, № 4.
6. Немчинов И. В. Некоторые нестационарные задачи переноса тепла излучением. ПМТФ, 1960, № 1.
7. Басов Н. Г., Крохин О. Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора. Ж. эксперим. и теор. физ., 1964, т. 46, вып. 1.
8. Афанасьев В. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В. Газодинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера. ПММ, 1966, т. 31, № 6.
9. Гренишин С. Г., Солодовников А. А., Старцев Г. П. Тр. комиссии по пирометрии при ВНИИМ. Стандартгиз, 1958, сб. 1.
10. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В. Исследование мощного импульсного разряда с ограниченным диаметром канала. Оптика и спектроскопия, 1958, т. IV, вып. 4.
11. Огурцова Н. Н., Подмошенский И. В., Демидов М. И. Импульсный источник света с излучением, подобным излучению абсолютно черного тела при температуре 40000 °К. Оптико-механическая промышленность, 1960, № 1.
12. Модель И. Ш. Измерение высоких температур в сильных ударных волнах. Ж. эксперим. и теор. физ., 1957, т. 32, вып. 4.
13. Зельдович Я. В. Ударные волны большой амплитуды в воздухе. Ж. эксперим. и теор. физ., 1957, т. 35, вып. 5.
14. Райзер Ю. П. О структуре фронта сильных ударных волн в газах. Ж. эксперим. и теор. физ., 1957, т. 32, вып. 6.
15. Райзер Ю. П. О яркости сильных ударных волн в воздухе. Ж. эксперим. и теор. физ., 1957, т. 33, вып. 1.
16. J. Roth. Measured temperature of strong shock waves in argon. J. Appl. Phys., vol. 35, No. 5.
17. Биберман Л. М., Норман Г. Э. К расчету фотоионизационного поглощения. Оптика и спектроскопия, 1960, т. VIII, вып. 4.
18. Биберман Л. М., Норман Г. Э., Ульянов К. Н. К расчету фотоионизационного поглощения в атомарных газах. Оптика и спектроскопия, 1961, т. X, вып. 5.
19. Аллен К. У. Астрофизические величины. Изд. иностр. лит. 1960.
20. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Физматгиз, 1957, изд. 4-е.