

**АВТОМОДЕЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ
НАГРЕВАЕМОГО ИЗЛУЧЕНИЕМ ГАЗА
ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, ИНИЦИИРУЮЩЕЙ ПОГЛОЩЕНИЕ**

В. М. Кроль, И. В. Немчинов

(Москва)

Под действием достаточно мощных световых потоков в газах, прозрачных для излучения в обычных условиях, происходит пробой. Обзор результатов экспериментов и теории этого явления содержится в работе [1]. Одной из особенностей процесса пробоя является перемещение зоны поглощения навстречу световому потоку.

Ниже рассматриваются движение газа и нагрев за волной поглощения, распространяющейся лишь благодаря одному из указанных в [1] механизмов, а именно: по гидродинамическому механизму. Сущность его заключается в следующем: от зоны пробоя, в которой начинает происходить интенсивное энерговыделение и значительно повышается давление, начинает распространяться ударная волна. На ее фронте происходит ионизация и, следовательно, возможно поглощение излучения благодаря тормозному механизму.

Нагрев газа, приводящий к возбуждению атомов и ионов, также приводит к поглощению (благодаря фотоэффекту с высоковозбужденных состояний). Если перед фронтом ударной волны газ холодный и неионизованный, то он обычно прозрачен для излучения оптического диапазона. Таким образом, фронт ударной волны совпадает с границей начала поглощения излучения (инициирует поглощение и энерговыделение за счет поглощения). Естественно, что возможны и иные причины возникновения таких ударных волн (электроразряд, испарение поверхности твердого тела под действием того же или иного излучения и т. д.).

Если излучение поглощается на небольших расстояниях от фронта ударной волны, то возникает детонационная волна [1].

При переменной величине потока излучения, падающего на фронт ударной волны, детонационная волна будет распространяться с переменной скоростью. Представляет интерес рассмотрение движения газа за фронтами таких детонационных волн. При степенном законе изменения потока излучения со временем $q \sim t^\alpha$ скорость детонационной волны будет изменяться также по степенному закону и задача будет автомодельной.

Другим интересным вопросом является рассмотрение движения для таких случаев, когда излучение поглощается на расстояниях, сравнимых с характерным размером задачи, или даже таких, когда излучение почти свободно проходит сквозь нагретый газ за фронтом ударной волны (оптически тонкие слои газа).

§ 1. Коэффициент κ поглощения излучения, обусловленный свободно свободными переходами электронов в поле ионов, в области полной ионизации следующим образом зависит от температуры и плотности:

$$\kappa \sim \varepsilon^{-2} T^{-3/2} \rho \sim \varepsilon^{-2} p^{-3/2} \rho^{5/2}$$

Здесь ε — энергия квантов, T — температура, p — давление, ρ — плотность.

В области многократной ионизации, когда поглощение осуществляется и благодаря фотоэффекту с высоковозбужденных состояний атомов и ионов, зависимость $\kappa(T, \rho)$ также можно аппроксимировать некоторой степенной функцией

$$\kappa = k_q \rho^{-a} p^b = k_q v^a p^b \quad (1.1)$$

Здесь k_q — численный коэффициент, v — удельный объем.

При произвольной оптической толщине газа за фронтом ударной волны задача автомодельна только при степенной зависимости плотности потока излучения q от времени $q \sim t^\alpha$ и при некотором определенном значении показателя α (для полностью ионизованного газа, когда $b = -3/2$, $a = -5/2$, имеем $\alpha = 3/2$).

Естественно, что для автомодельности требуется также, чтобы поршень, толкающий газ, двигался по определенному степенному закону $u \sim t^g$, причем g было связано с α (для $\alpha = 5/2$ имеем $g = 1/2$). Однако в силу того, что к газу подводится энергия внешнего источника (поглощение излучения), возможно движение при неподвижном поршне, движущемся назад (по тому же степенному закону), и даже в случае истечения в вакуум (самоподдерживающийся, хотя и не обязательно детонационный режим).

В автомодельной задаче оптическая толщина слоя газа, нагретого ударной волной, всегда постоянна. Однако, меняя параметры задачи, например, начальную плотность ρ_0 той среды, по которой распространяется ударная волна, удается проследить, как меняется картина движения при переходе от одного предельного случая к другому: от детонационного режима, когда вся энергия выделяется почти сразу же за фронтом ударной волны, до такого режима, когда в газе поглощается лишь небольшая часть падающей на фронт энергии излучения.

Рассмотрим вначале случай малой начальной плотности, когда область за ударной волной слабо поглощает падающее излучение и можно пренебречь изменением светового потока в нагретой области по сравнению с его значением на ударной волне, т. е. положить

$$r^\delta q(m, t) = r_0^\delta q_0 = \text{const} \quad (1.2)$$

В этой задаче α произвольно. Для простоты дальнейшие выкладки проведены для $\alpha = 0$.

Система уравнений, описывающая движение газа с учетом поглощения излучения, в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + r^{\nu-1} \frac{\partial p}{\partial m} &= 0, & \frac{\partial r}{\partial t} &= u, & \frac{\partial r^\nu}{\partial m} &= \nu v \\ v \frac{\partial p}{\partial t} + \gamma p \frac{\partial v}{\partial t} &= (\gamma - 1) q_0 k_q \left(\frac{r_0}{r}\right)^\delta v^a p^b \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь u — скорость, m — массовая лагранжева координата, γ — показатель адиабаты, $\nu = 1, 2, 3$ — в плоском, цилиндрическом и сферическом случаях соответственно, $\delta = 0$ для несфокусированного потока, $\delta = \nu - 1$ — для сфокусированного потока, r — эйлерова координата.

Естественно, что соотношение (1.2) и, следовательно, решение задачи для случая сфокусированного излучения справедливо лишь для тех моментов времени, когда радиус ударной волны существенно превышает минимальный радиус фокусировки падающего излучения.

Пусть ударная волна распространяется по первоначально холодному, неподвижному, однородному газу

$$p(m, 0) = u(m, 0) = 0, \quad v(m, 0) = v_0 = \text{const} \quad (1.4)$$

Введем автомодельные переменные V, P, U, R, x по формулам

$$\begin{aligned} v &= v_0 V, & p &= t^{-2(c/v+1)} v_0^{(2-\nu-2f)/\nu} (k_q q_0 r_0^\delta)^{-2d/\nu} P \\ u &= t^{-1-c/\nu} v_0^{(1-f)/\nu} (k_q q_0 r_0^\delta)^{-d/\nu} U, & r &= t^{-c/\nu} v_0^{(1-f)/\nu} (k_q q_0 r_0^\delta)^{-d/\nu} R \\ x &= m t^c v_0^f (k_q q_0 r_0^\delta)^d \end{aligned} \quad (1.5)$$

$$f = \frac{a\nu + 2b - b\nu - 2 - \delta}{2(b-1) - \delta}, \quad c = \frac{(3-2b)\nu}{2(b-1) - \delta}, \quad d = \frac{\nu}{2(b-1) - b}$$

Подставив их в (1.3), получим систему автомодельных уравнений

$$\begin{aligned} cxU' + R^{\nu-1} P' &= (1 + c/\nu)U, & R^{\nu-1} R' &= V \\ c(xR' - R/\nu) &= U \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$cx(VP' + \gamma PV') = 2(1 + c/\nu)PV + (\gamma - 1)R^{-\delta} V^a P^b$$

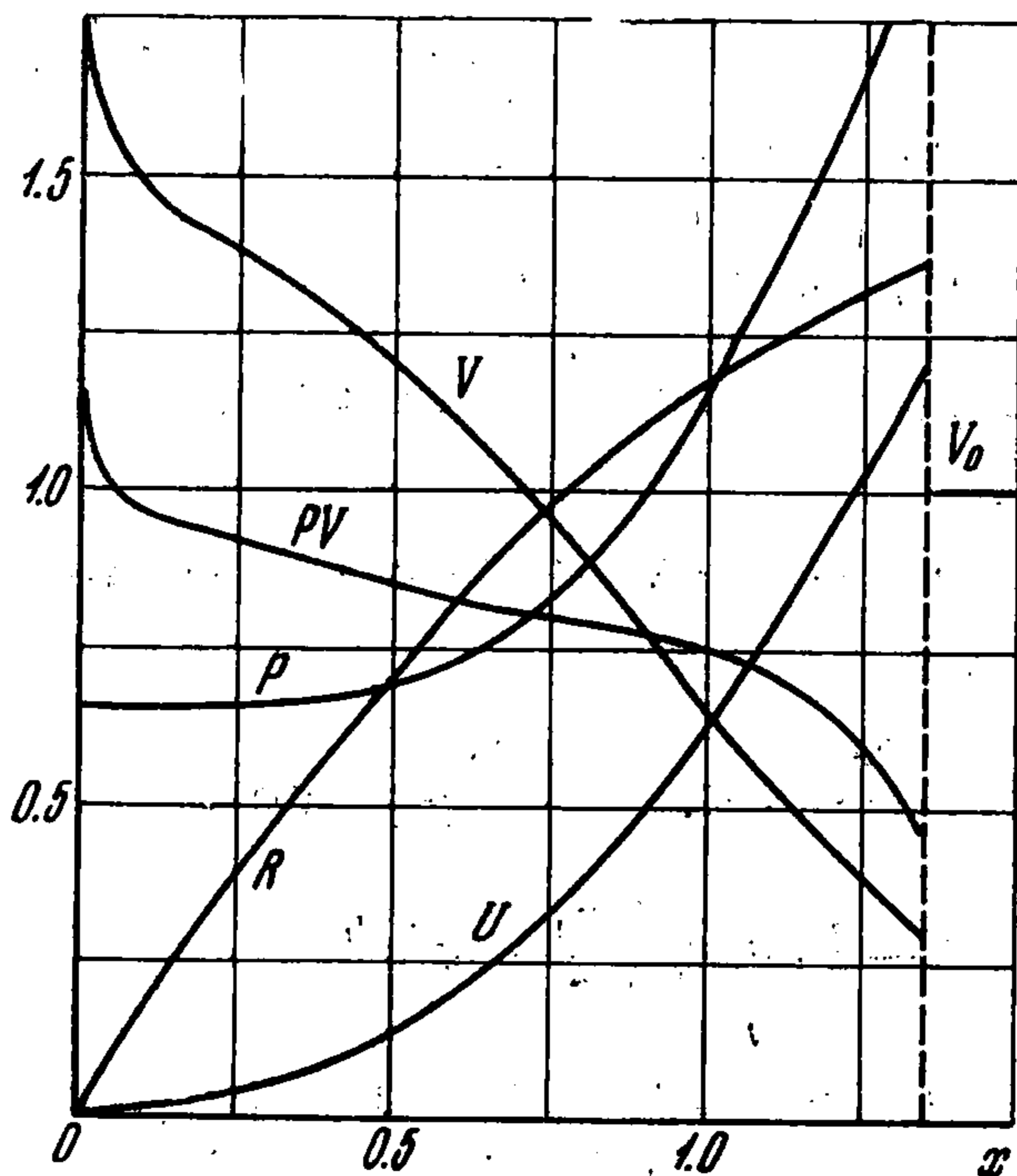
Краевыми условиями задачи будут: давление на поршне или его скорость

$$P(0) = P_0 \quad (\text{или } U(0) = U_0) \quad (1.7)$$

и соотношения на фронте сильной ударной волны

$$V = \frac{\gamma-1}{\gamma+1}, \quad R = (\nu x_1)^{1/\nu}, \quad U = -\frac{2cx_1 R^{\nu-1}}{\gamma+1}, \quad P = \frac{2}{\gamma+1} \left(\frac{cx_1}{R^{\nu-1}} \right)^2 \quad (1.8)$$

Здесь x_1 — автомодельная координата ударной волны, отбираемая в ходе решения задачи с тем, чтобы выполнить условие $P(0) = P_0$ (или



Фиг. 1



Фиг. 2

$U(0) = U_0$). Для случая разлета в вакуум ($P_0 = 0$) или симметричной задачи ($U_0 = 0$) один набор автомодельных профилей задачи (1.6) — (1.8) дает решение для всех параметров k_q, q_0, v_0 , при которых справедливо предположение (1.1).

На фиг. 1 приведено распределение V, P, U, R, PV по автомодельной переменной x для плоского случая при $\alpha = 0, a = -5/2, b = -3/2, \gamma = 5/3$ для $U_0 = 0$, т. е. при неподвижном поршне (движение поддерживается только за счет энерговыделения при поглощении), а на фиг. 2,3 — те же функции в случае цилиндрической симметрии для сфокусированного ($\delta = -1$) и несфокусированного потоков ($\delta = 0$).

§ 2. При произвольной оптической толщине система уравнений, описывающая движение газа с учетом поглощения излучения, в плоском случае имеет вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial m} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial m}, \quad \frac{\partial q}{\partial t} = k_q v^a p^b q$$

$$v \frac{\partial p}{\partial t} + \gamma p \frac{\partial v}{\partial t} = (\gamma - 1) \frac{\partial q}{\partial t}$$

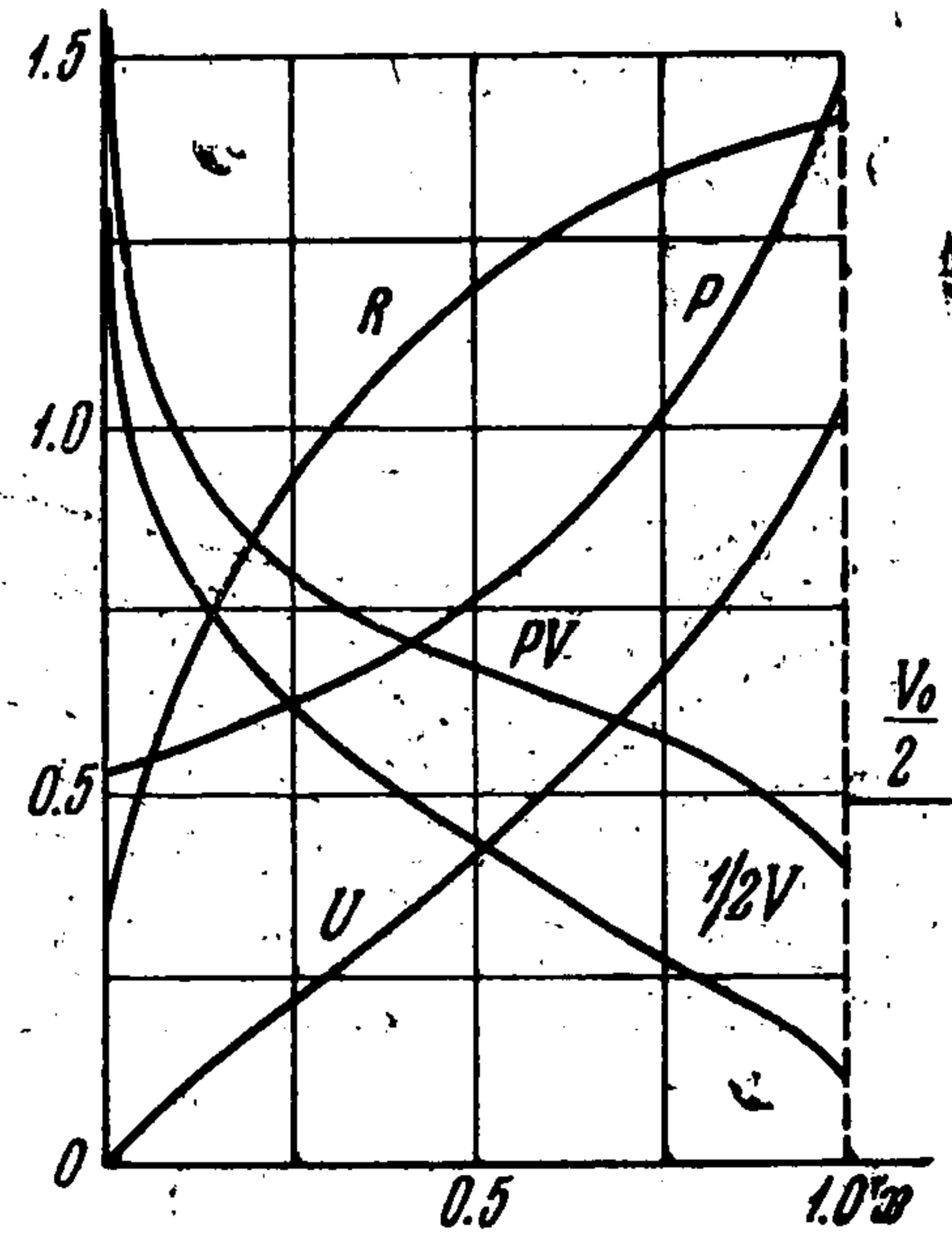
Введем автомодельные переменные V, P, U, Q, x по формулам

$$v = t^{-[3+\alpha(2b+1)]/c} q_0^{-(2b+1)/c} k_q^{-3/c} V$$

$$p = t^{[1+\alpha(2a-1)]/c} q_0^{(2a-1)/c} k_q^{1/c} P$$

$$u = t^g q_0^{(a-b-1)/c} k_q^{-1/c} U, \quad q = q_0 t^a Q$$

$$x = m t^s q_0^{-(a+b)/c} k_q^{-2/c}, \quad c = 3a - b - 2$$



Фиг. 3

$$g = [\alpha(a - b - 1) - 1] / c, \quad s = [b - 3a - \alpha(a + b)] / c$$

Система (2.1) принимает вид

$$sx(VP' + \gamma PV') + \{1 - 3\gamma + \alpha[2a - 1 - \gamma(2b + 1)]\} PV / c =$$

$$= (\gamma - 1) QV^a P^b, \quad Q' = QV^a P^b$$

$$P' + sxU' + [\alpha(a - b - 1) - 1] U / c = 0$$

$$sxV' - [3 + \alpha(2b + 1)] V / c = U'$$

Условие $v(m, 0) = v_0$ дает

$$\alpha = -3 / (2b + 1)$$

Начальные и граничные условия переходят в систему краевых условий для уравнений (2.3)

$$V(\infty) = V_0, \quad U(\infty) = P(\infty) = 0, \quad Q(\infty) = 1$$

$$P(0) = P_0 \quad (\text{или } U(0) = U_0)$$

Соотношения на любом сильном разрыве, который может возникнуть в задаче, имеют вид

$$V_2 = \frac{\gamma(P_1 + s^2 x_1^2 V_1) - [(s^2 x_1^2 V_1 - \gamma P_1)^2 - 2(\gamma^2 - 1) s x_1 (Q_2 - Q_1)]^{1/2}}{(\gamma + 1) s^2 x_1^2}$$

$$P_2 = P_1 + s^2 x_1^2 (V_1 - V_2), \quad U_2 = U_1 + s x_1 (V_2 - V_1)$$

Где индексы 1 и 2 относятся к величинам справа и слева от координаты разрыва $x = x_1$ соответственно. Заметим, что $Q_2 \neq Q_1$ лишь при решении предельной (детонационной) задачи.

Наличие свободного параметра — автомодельной координаты сильного разрыва — позволяет удовлетворить пяти краевым условиям (2.5) для четырех уравнений (2.3).

Согласно постановке исходной задачи ударная волна движется по холодному неподвижному газу, вызывая в нем начало поглощения излучения. Если ее автомодельная координата $x = x_1$, то

$$V = V_0, \quad P = U = 0, \quad Q = 1 \quad \text{при } x > x_1 \quad (2.7)$$

Задача (2.3) — (2.5) может быть решена путем отбора величины x_1 с тем, чтобы выполнить условие $P(0) = P_0$ (или $U(0) = U_0$). Однако, как

будет показано ниже, это можно сделать лишь для величин $P_0 > P_*$ (V_0) (или $U_0 > U_*$ (V_0)). Здесь индексом звездочка отмечены некоторые «критические» значения.

§ 3. Как показывают численные расчеты системы (2.3) с краевыми условиями (2.5), в общем случае конечного V_0 , отличного от нуля, не для всех величин P_0 может быть построено непрерывное на интервале $(0, x_1)$

решение с одной ударной волной в точке $x = x_1$. Качественный ход интегральных кривых системы (2.3) в плоскости x, P приведен на фиг. 4. Сплошными линиями на ней изображены решения краевой задачи (2.3) — (2.5) для различных P_0 , а пунктирными — интегральные кривые и их участки, не удовлетворяющие краевым условиям (2.7).

Характер особых точек D и B устанавливается путем сведения системы (2.3) с точностью до величин более высокого порядка малости в окрестности особой точки к одному уравнению вида

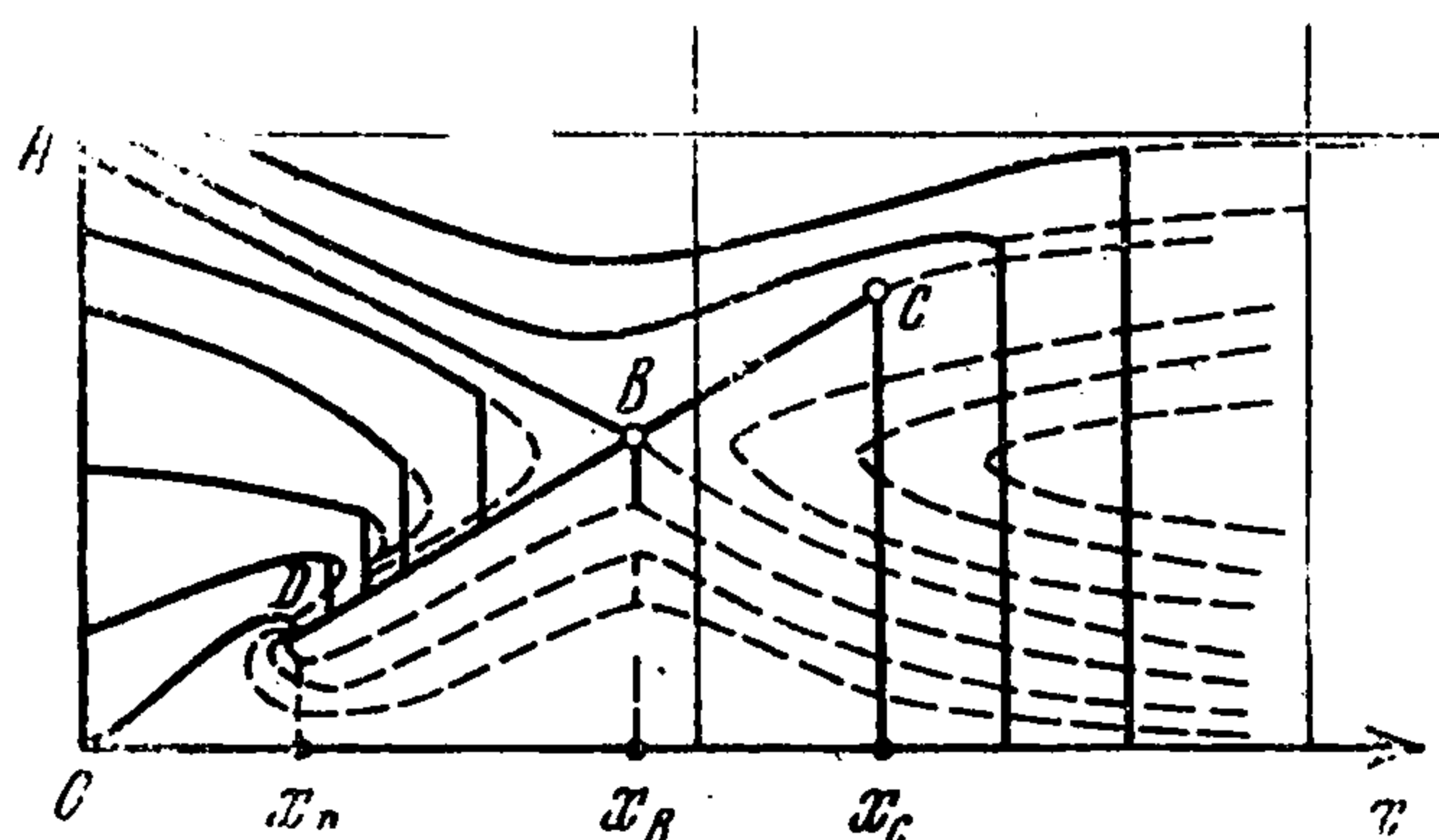
$$\frac{dv}{dh} = \frac{a_{11}v + a_{12}h}{a_{21}v + a_{22}h} \quad (3.1)$$

где $h = x - x_p$, x_p — координата особой точки, а величины a_{ik} и x_p выражаются через значения функций V_p, P_p, U_p, Q_p в этой точке посредством формул

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{1}{k} (3s^2 x_p^2 V_p - P_p - s x_p U_p) - (\gamma - 1) Q_p V_p^a P_p^b \left(\frac{a}{V_p} - \frac{b s^2 x_p^2}{P_p} \right) \\ a_{12} &= -\frac{U_p V_p}{k} \left(s + \frac{2}{k} \right) - (\gamma - 1) Q_p V_p^a P_p^b \left(V_p^a P_p^b + \frac{b U_p}{k P_p} \right) \\ a_{21} &= -(\gamma + 1) s^2 x_p^2, \quad a_{22} = \frac{\gamma U_p}{k} - 2s^2 x_p V_p \\ x_p &= (\gamma P_p / V_p)^{1/2}, \quad k = 1 + 2b \end{aligned} \quad (3.2)$$

Характерной особенностью данной задачи является наличие решений с двумя разрывами и особой точкой типа седло (точка B на фиг. 4) между ними. Особая точка D будет логарифмическим узлом.

Все решения с $P_0 > P_A$, лежащие выше кривой ABC , содержат лишь один разрыв, автомодельная координата которого $x > x_c$ и зависит от P_0 . Одно из таких решений с $V_0 = 2, U_0 = 0, a = -5/2, b = -3/2, \gamma = 5/3$



Фиг. 4

изображено на фиг. 5. Решения с $P_0 \leq P_A$ имеют один общий разрыв в точке $x = x_c$, проходят через особую точку B , претерпевают второй разрыв (быть может, и слабый при достаточно малых P_0) на отрезке $[x_D, x_B]$, координата которого уже зависит от величины P_0 .

Таким образом, «звуковая точка B не пропускает возмущения, идущие с левого края» (из точки $x = 0$), и первая ударная волна, вызывающая начало поглощения, для всех значений P_0 из интервала $(0, P_A)$ распространяется с единственной скоростью, зависящей только от начальной плотности газа ρ_0 и интенсивности падающего светового потока q_0 . Хотя ситуация в этом смысле аналогична распространению детонационной волны, но не полностью, ибо в рассматриваемом случае энергия выделяется не в бесконечно тонком слое за фронтом ударной волны, а на некоторой, может быть и значительной, глубине. Лишь при $V_0 \rightarrow \infty$ величина $(x_B - x_c)$ стремится к нулю, точки B и C сближаются, и в пределе конфигурация, состоящая из особой точки B и ударной волны в точке $x = x_c$, переходит в один детонационный разрыв (2.6) с $Q_2 = 0$ и координатой

$$x_d = - \frac{[2(\gamma^2 - 1)V_0^{-2}]^{1/2}}{s} \quad (3.3)$$

При этом второй разрыв с координатой $x < x_d$, зависящей от величины P_0 , сохраняется. Автомодельные профили детонационных режимов распространения волн поглощения для различных P_0 приведены на фиг. 6 и 7 ($a = -5/2$, $b = -3/2$, $\gamma = 5/3$, $\alpha = 3/2$, $V_0 = 1$).

Приводим значения величин давления P_0 в точке $x = 0$, а также значения автомодельной координаты ударной волны x_s для случая неподвижного поршня ($U_0 = 0$) при $a = -5/2$, $b = -3/2$, $\gamma = 5/3$ для некоторых значений начального удельного объема V_0 :

$V_0 =$	50	10	5	2	1.55
$P_0 =$	0.00219	0.0206	0.0518	0.156	0.195
$x_s =$	0.00880	0.0600	0.0135	0.392	0.518

Величины $p(0, t)$ и $m_s(t)$ в этом же случае можно вычислить по соотношениям

$$\begin{aligned} p(0, t) &= tq_0^{3/4} kq^{-1/8} P_0(V_0) \\ m_s(t) &= x_s(V_0) t^{3/2} q_0^{1/2} kq^{-1/4} \end{aligned} \quad (3.4)$$

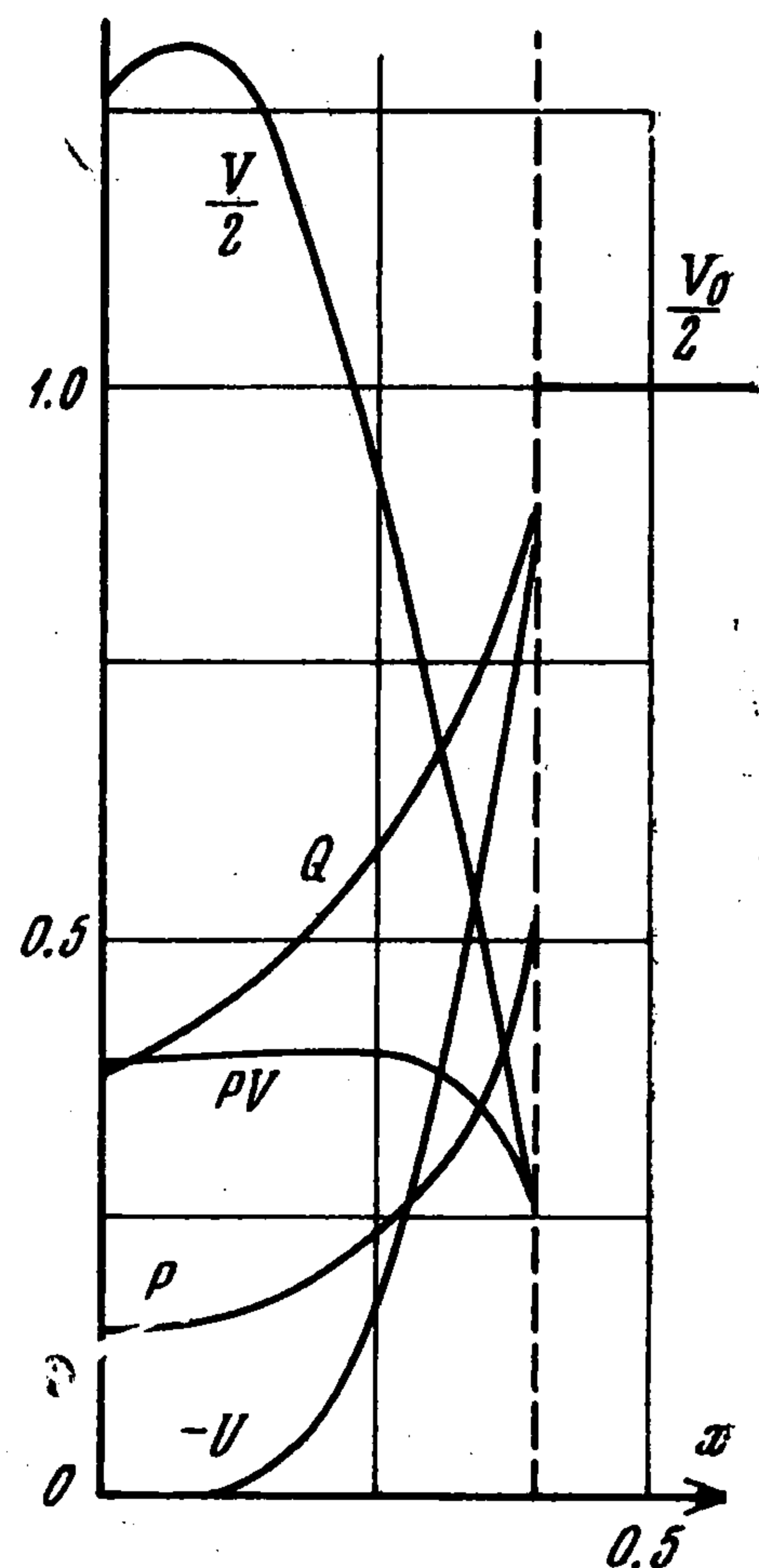
причем, учитывая зависимость $P_0(V_0)$ в предельных случаях, получим:

при $V_0 \ll 1$

$$\begin{aligned} p(0, t) &= 0.112 tq_0^{2/3} v_0^{-1/3} \\ m_s(t) &= 1.02 t^{3/2} q_0^{1/3} v_0^{-2/3} \end{aligned} \quad (3.5)$$

при $V_0 \gg 1$

$$\begin{aligned} p(0, t) &= 0.513 tq_0^{3/4} k^{-1/8} v_0^{-2/5} \\ m_s(t) &= 0.811 t^{3/2} q_0^{1/2} kq^{-1/4} v_0^{-3/5} \end{aligned} \quad (3.6)$$

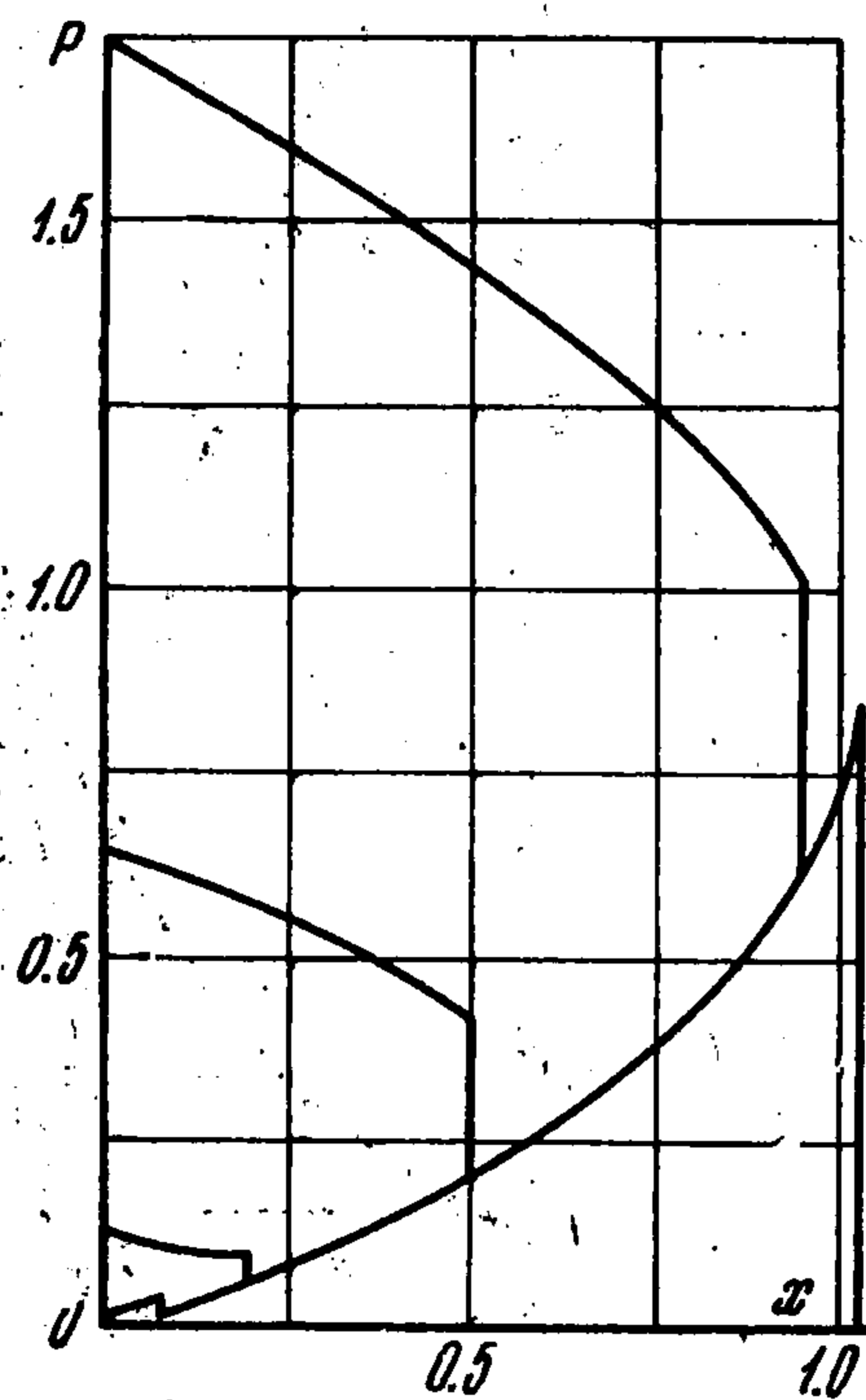


Фиг. 5

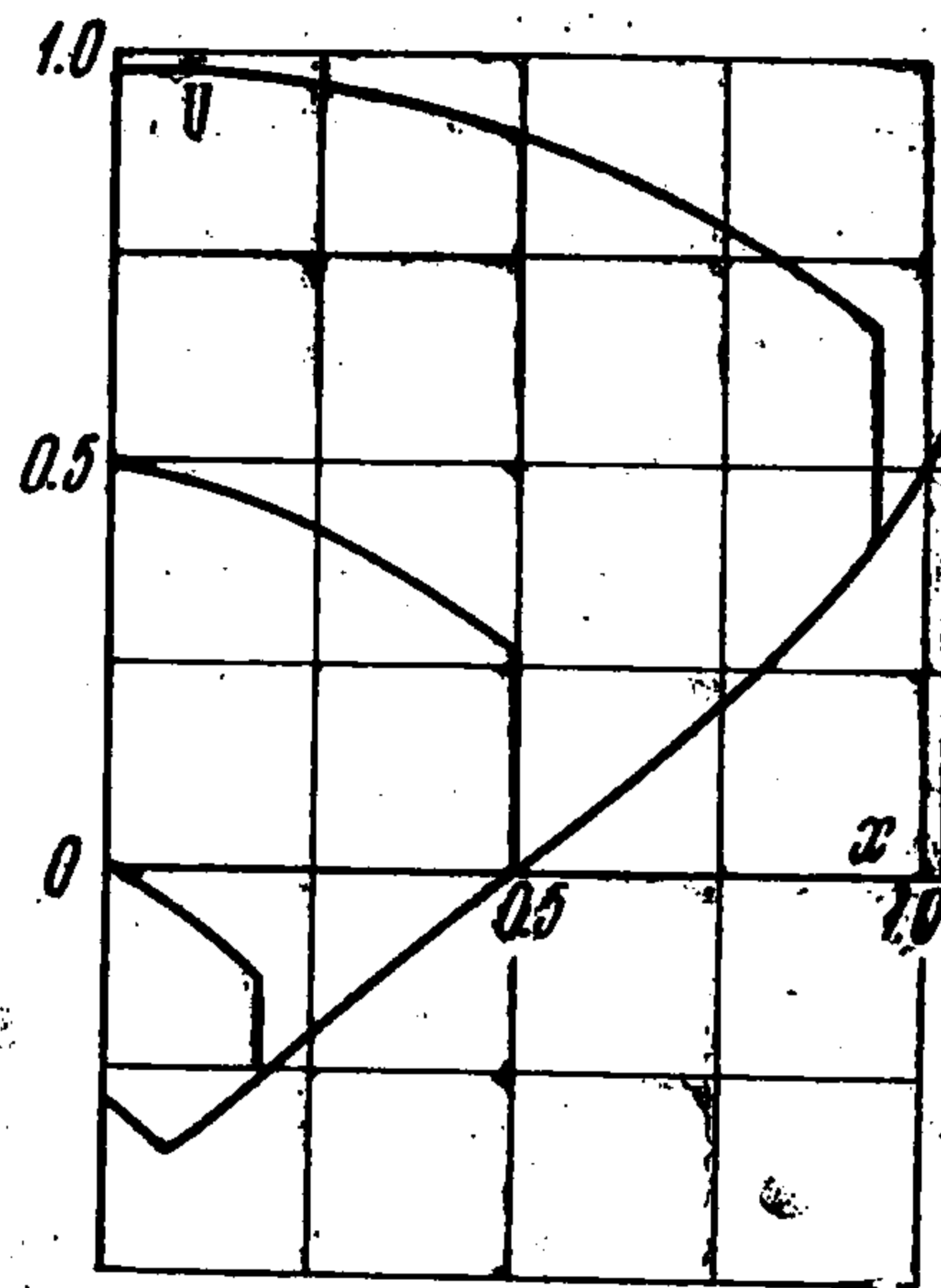
§ 4. До сих пор вопрос о причине, вызвавшей распространение ударной волны, не затрагивался; предполагался просто некий поршень. Остановимся теперь на этом вопросе и на постановке задач при отсутствии поршня.

Пусть на поверхность твердого тела падает поток излучения, вызывающий испарение этого вещества. Разлетающиеся пары как раз и будут таким поршнем, толкающим окружающую твердое тело газообразную среду.

Если амплитуда возникающей ударной волны достаточно высока,



Фиг. 6



Фиг. 7

то на ее фронте происходит заметная ионизация. Поглощение излучения будет начинаться не на границе паров, а на фронте ударной волны. Часть излучения проходит сквозь газ, нагретый в ударной волне и продолжает вызывать испарение вещества и нагрев паров. Пусть пары нагреты настолько сильно, что можно пренебречь теплотой испарения Q_v по сравнению с энтальпией при их максимальной температуре T_m и температурой фазового перехода T_v по сравнению с T_m .

Если коэффициенты поглощения паров и среды степенным образом зависят от температуры и плотности, причем показатели степеней одинаковы для паров и для среды (например, полностью ионизованы как пары, так и среда за ударной волной), то такая задача будет автомодельной. При отсутствии среды и распространяющейся по ней ударной волны (разлет в вакуум) такая задача была рассмотрена ранее в [2,3].

Аналогичным образом можно рассматривать задачу о воздействии излучения на первоначально холодный неподвижный газ, в котором на границе раздела двух сред разной плотности ρ_1 и ρ_2 (или просто в некоторой точке однородной среды — частный случай, когда такие плотности одинаковы), возникают сильные ударные волны. Если их амплитуда достаточно высока, то газ за ними будет ионизован и начнет поглощать излучение, падающее на фронты этих ударных волн (если источники расположены с разных сторон) или на фронт одной из ударных волн (если источник один).

Начальным толчком, приводящим к возникновению этих волн, может служить, например, взрыв фольги или испарение такой фольги излучением. При достаточной амплитуде «толчка», приводящего к возникновению ударных волн и началу поглощения излучения за ними, параметры движения не будут зависеть от свойств этого «детонатора» при временах, много больших времени иницирования, так как полная энергия, содержащаяся в области между ударными волнами и выделившаяся в ней благодаря поглощению излучения внешнего источника, будет много больше начальной энергии детонатора. Такая задача автомодельна. Условия автомодельности (2.2) остаются и в этом случае. Сохраняют свой вид и уравнения (2.3). Краевые условия ставятся так:

$$\begin{aligned} V(\infty) &= V_1, & V(-\infty) &= V_2, & Q(\infty) &= 1 \\ U(\infty) &= U(-\infty) = P(\infty) = P(-\infty) = 0 \end{aligned} \quad (4.1)$$

(для простоты считаем, что излучение падает только с одной стороны).

Задачу об испарении твердого тела с учетом сопротивления среды разлету паров и поглощения ею излучения можно приближенно рассматривать как частный случай этой задачи при $V_2 = 0$.

Нетрудно видеть, что при этом число краевых условий на два больше, чем в задаче § 2. Одним из свободных параметров, при помощи которого можно выполнить одно из дополнительных краевых условий, будет автомодельная координата ударной волны, идущей по плотной среде (в том же направлении, что и световой поток) и вызывающей в ней начало поглощения излучения. Вторым свободным параметром мог бы стать скачок плотности в точке $x = 0$, но, как показано ниже, контактный разрыв невозможен.

Если точка $x = 0$ особая, т. е.

$$(\gamma - 1) Q(0) V^{a-1}(0) P^{b-1}(0) = -2/k \quad (4.2)$$

и $P(0) > 0$, то в ее окрестности решение с точностью до величин более высокого порядка малости имеет вид

$$\begin{aligned} V &= V_0 + A |x|^{(a-1)/b\gamma} + \frac{2P_0^{1+b} V_0^{1+a} + U_0 V_0 (2bk^{-1} - 2k^{-1} - s)}{2P_0(a-1-b\gamma)} x \\ U &= U_0 - sx(V - V_0), & P &= P_0 + U_0 x / k, & Q &= Q_0 (1 - V_0^a P_0^b x) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Здесь A — произвольная постоянная, а индекс нуль относится к величинам в точке $x = 0$.

Если $P(0) = 0$, то особая точка $x = 0$ также будет узлом, а решение в ее окрестности с точностью до величин более высокого порядка малости имеет вид

$$\begin{aligned} V &= \left[\frac{(1-\gamma) Q_0 (U_0 |x|/k)^{b-1}}{s [1 + \gamma(b-1)/(a-1)] + 2/k} + A |x|^\theta \right]^{1/(1-a)} \\ U &= U_0 + sxV(1-b)/(b-a), & P &= U_0 x / k \\ Q &= Q_0 \left[1 - \left(\frac{U_0}{k} \right)^b |x|^{b+1} V^a \frac{1-a}{b-2a+1} \right] \\ \theta &= (1-a)(s - 2k^{-1}) / \gamma s \end{aligned} \quad (4.4)$$

где A — произвольная постоянная.

Предположим, что существует решение такое, что

$$P_0 > 0, \quad V_0 < \infty, \quad (\gamma - 1)Q_0V_0^a P_0^{b-1} \neq -2/k \quad (4.5)$$

В этом случае на $V(x)$ в окрестности точки $x = 0$ получается приближенное уравнение

$$\frac{dV}{dx} = \frac{(1 - \gamma)Q_0V_0^a P_0^b - 2P_0V_0/k}{\gamma P_0 s x} = \frac{A_1}{x} \quad (4.6)$$

из которого следует

$$V = A_1 \ln(cx) \quad (4.7)$$

что противоречит исходному предположению (4.5). Это означает, что если не выполнено соотношение (4.2) в точке $x = 0$, то

$$V(0) = \infty, \quad P(0) = 0 \quad (4.8)$$

Допустим, что в точке $x = 0$ имеется контактный разрыв, т. е.

$$\begin{aligned} V(+0) \neq V(-0), \quad P(+0) = P(-0), \quad U(+0) = U(-0), \\ Q(+0) = Q(-0) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Очевидно, что при этом хотя бы одна из точек $x = +0$ или $x = -0$ будет неособой, т. е. в ней не выполняется соотношение (4.2). Пусть это будет точка $x = +0$. Тогда, согласно полученному выше результату (4.8), имели бы

$$V(+0) = \infty, \quad P(+0) = 0 \quad (4.10)$$

Согласно (4.9) и $P(-0) = 0$, а по (4.8) имеем $V(-\infty) = \infty$.

Таким образом, получаем отсутствие контактного разрыва

$$\rho(+0) = \rho(-0) = 0 \quad (4.11)$$

что и требовалось доказать.

Если $V(0) < \infty$, $P(0) > 0$, то в точке $x = 0$ невозможен и ударный разрыв, так как

$$\begin{aligned} V_2 = V_1(\gamma - 1) / (\gamma + 1) + 2\gamma P_1 / [(\gamma + 1)s^2 x^2], \quad Q_2 = Q_1 \\ P_2 = P_1 + s^2 x^2 (V_1 - V_2), \quad U_2 = U_1 + s x (V_1 - V_2) \\ V_2 = \infty \text{ при } x = 0 \end{aligned} \quad (4.12)$$

Случай $P(0) = 0$ вновь дает

$$V(+0) = V(-0) = \infty \quad (\rho(+0) = \rho(-0) = 0)$$

т. е. контактный разрыв отсутствует; если $P_1(0) = 0$, то $V_1(0) = \infty$, а

$$V_2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} V_1 + \frac{2\gamma P_1}{(\gamma + 1)s^2 x^2} = \infty$$

Таким образом, вторым свободным параметром оказывается величина A в выражении (4.3) или (4.4), а в точке $x = 0$ имеем слабый разрыв.

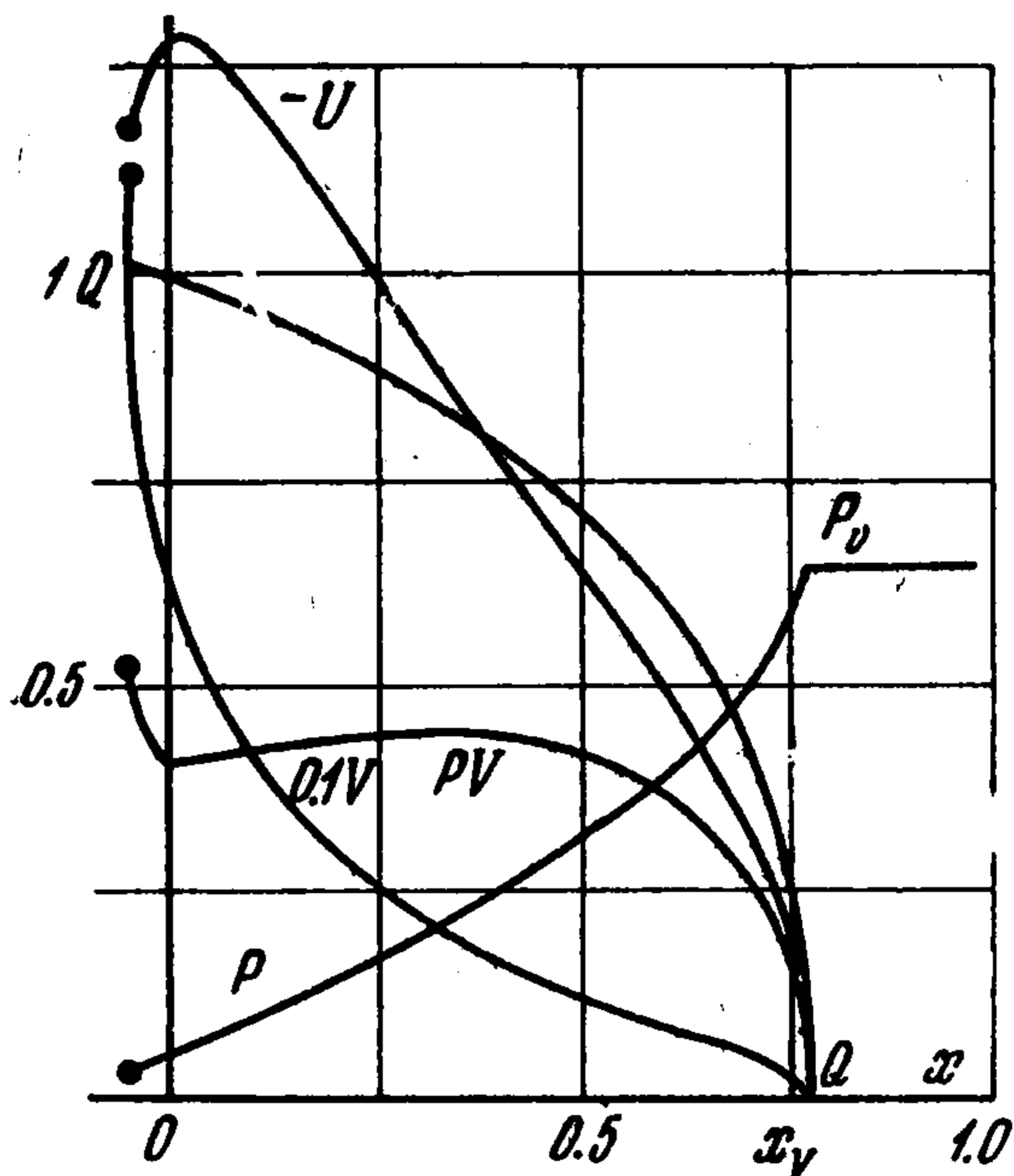
Один из примеров решения задачи о волне поглощения на границе двух сред с различными начальными плотностями приведен на фиг. 8 для случая $a = -5/2$, $b = -3/2$, $\gamma = 5/3$, $V_2 = 0$, $V_1 = 45$. Жирной точкой отмечены параметры на ударной волне, распространяющейся навстречу потоку излучения.

Поведение решения вблизи границы с бесконечно плотной средой (граница «волны испарения» твердого тела) проанализировано в работе [3]. Здесь отметим лишь, что ударная волна, движущаяся от зоны энерговыделения по холодному веществу, при его бесконечной плотности «уходит» на бесконечность. В дальнейшем плотную среду будем называть парами.

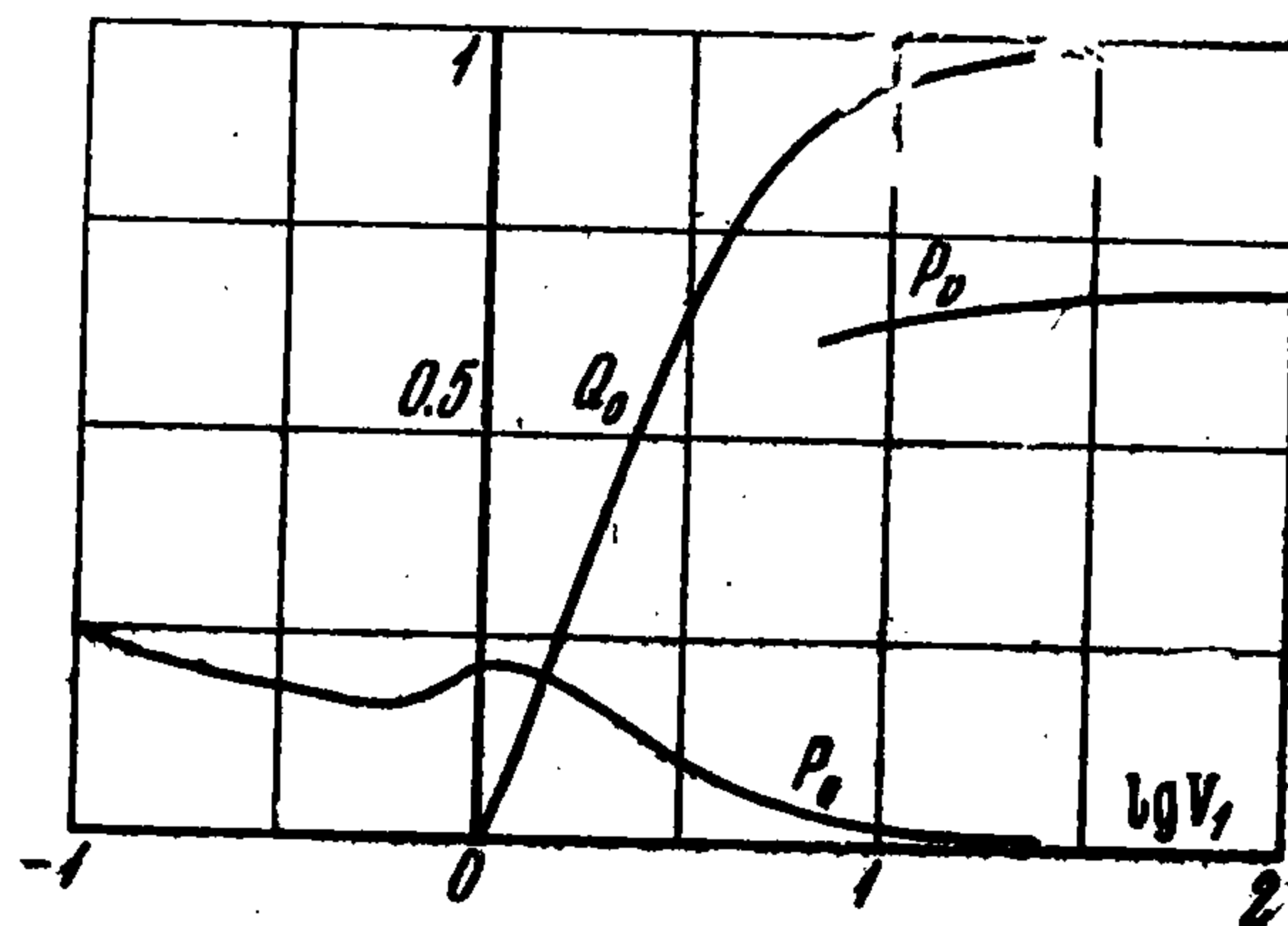
На фиг. 9 приводятся зависимости давления P_v на переднем крае волны нагрева и на ударной волне, ушедшей в глубь вещества) от начальной плотности среды V_1 . Там же приведены величины $P(0) = P_0$ — давления на неподвижной границе для задачи о движении ударной волны, инициирующей поглощение, от этой поверхности ($U(0) = 0$). При больших плотностях среды ($V_1 \ll 1$) величины P_v и $P(0)$ практически совпадают между собой, это объясняется тем, что излучение практически не проходит сквозь нее (это отчетливо видно на фиг. 9, где показана зависимость потока излучения $Q(0) = Q_0$ на неподвижной границе среды). При очень больших плотностях среды ($V_1 \gg 1$) обе величины P_v и $P(0)$ выходят на зависимость, даваемую решением задачи о распространении детонационной волны с переменной скоростью детонации (вся энергия поглощается в узком слое вблизи фронта ударной волны):

$$P_v = P(0) = A(\gamma) V_1^{-1/3} \quad (A = 0.112 \text{ при } \gamma = 5/3) \quad (4.13)$$

Согласно фиг. 9 и соотношению (4.13) давление растет по мере увеличения плотности в детонационном режиме и режиме, когда масса зоны энерговыделения сравнима со всей массой, захваченной фронтом ударной волны, но среда все еще практически непрозрачна. В то же время в области малых плотностей ($V_1 \gg 1$) давление, наоборот, падает с увеличением плотности.



Фиг. 8



Фиг. 9

Это связано с тем, что перепад давления создается лишь в результате разлета нагреваемых излучением «паров», а среда почти полностью прозрачна и ее сопротивление разлету мало. Небольшое же поглощение в среде уменьшает энергию, подводимую к парам («экранировка», уменьшает интенсивность испарения и давление на «испаряющейся поверхности»). Минимум давления имеет место при безразмерных плотностях среды порядка единицы, т. е. при таких плотностях среды, которые близки к средней плотности паров при разлете в вакуум [3].

Поступила 25 VI 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча. Усп. физ. н., 1965, т. 87, № 1, стр. 29—64.
2. Афанасьев Ю. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В. Газодинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера. ПММ, 1966, т. 30, вып. 6, стр. 1022—1028.
3. Кроль В. М. Плоские автомодельные движения теплопроводного газа, нагреваемого излучением. ПМТФ, 1968, № 4.