



В.84

44

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Т.А.Всеволожская

ЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ
ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ
ПОВЕДЕНИЯ МИШЕНЕЙ, ОБЛУЧАЕМЫХ
ИНТЕНСИВНЫМ ПУЧКОМ ЧАСТИЦ

ПРЕПРИНТ 84-88

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____



НОВОСИБИРСК

ЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ
ПОВЕДЕНИЯ МИШЕНЕЙ, ОБЛУЧАЕМЫХ ИНТЕНСИВНЫМ ПУЧКОМ
ЧАСТИЦ

Т.А.Всеволожская

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе приводится решение в линейном приближении системы гидродинамических уравнений совместно с уравнением состояния твердого тела в простой эмпирической форме, позволяющее получить аналитические выражения для описания поведения материала мишени, облучаемой интенсивным пучком частиц, как в случае неподвижного пучка, так и для пучка движущегося по мишени в направлении, перпендикулярном его оси. Для неподвижного пучка проводится сравнение полученных выражений с результатами численных расчетов других авторов.

Изучение поведения материала мишеней, облучаемых интенсивным пучком ускоренных частиц, имеет большое значение для оптимального решения задачи получения вторичных частиц на современных установках со встречными пучками. Быстрое разрушение мишени под действием энергии, выделяющейся при взаимодействии частиц с веществом может служить ограничением плотности частиц в первичном пучке, а значит и фазовой во вторичном, вынуждая искать пути обхода этого ограничения, одним из которых служит развертка пучка по мишени в направлении, перпендикулярном его оси ^{/1,2/}.

В настоящей работе поведение материала мишени в условиях высокой плотности энерговыделения рассматривается наиболее простым путем, позволяющим получить приближенные аналитические выражения для изменения параметров вещества в зависимости от выделившейся энергии, хорошо согласующиеся с результатами численных расчетов других авторов ^{/3,4/} в достаточно широкой области значений этих параметров. Метод состоит в гидродинамическом описании поведения твердого материала в условиях быстрого нагрева выше температуры плавления с использованием уравнения состояния твердого вещества в простой эмпирической форме и интегрированием полученной системы уравнений в линейном приближении. В пренебрежении вязкостью и теплопроводностью вещества, справедливом при ^{/5/}

$$\frac{\lambda}{r} \ll \frac{u}{c_0}$$

где λ — длина свободного пробега молекул, r — размер нагреваемой области, u — порядок массовых скоростей в ней, c_0 — скорость звука в веществе, уравнения гидродинамики имеют вид:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (u \nabla v) = v (\nabla u) \quad (I)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u \nabla) u + v \nabla p = 0.$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (u \nabla \varepsilon) + p v (\nabla u) = q(r, t)$$

где v , u , p и ε — удельный объем ($v = 1/\rho$), массовая скорость, давление и удельная внутренняя энергия, соответственно, q — удельная мощность энерговыделения.

Уравнение состояния твердого вещества дается выражениями:

$$p = - \frac{d\varepsilon_c}{dv} + \Gamma \frac{\varepsilon_T}{V} \quad (2)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_c + \varepsilon_T$$

где ε_c - потенциальная энергия сжатия вещества, зависящая только от V , ε_T - тепловая часть внутренней энергии, Γ - коэффициент Грюнайна так же являющийся функцией V . Значение его Γ_0 при нормальных условиях определяется коэффициентом объемного теплового расширения α , сжимаемостью χ_c , удельной теплоемкостью C_v и удельным объемом V_0 как

$$\Gamma_0 = \frac{\alpha V_0}{\chi_c C_v} \quad \text{или} \quad \Gamma = \frac{\alpha C_v^2}{C_v}$$

с учетом того, что $C_v^2 = V_0 / \chi_c$.

Выражение для $\varepsilon_c(V)$ следуя Somon /6/ берем в виде

$$\varepsilon_c = \frac{C_v^2}{2} \left(1 - \frac{V_0}{V}\right)^2, \quad (3)$$

полученном из экспериментов по ударному сжатию меди и ряда других металлов при давлениях до 10 Мбар. Для того, чтобы проверить применимость этого выражения в области теплового расширения сравним

$$p = \frac{\Gamma \varepsilon_T}{V} - \frac{C_v V_0}{V^2} \left(1 - \frac{V_0}{V}\right) \quad (4)$$

с разложением давления в ряд по степеням плотности ($\rho = 1/V$) вблизи критической точки

$$p = \frac{NT}{V} + \frac{TN^2}{V^2} \left(b - \frac{a}{T}\right) + \dots$$

где a и b - коэффициенты Ван-дер-Ваальса, определяемые параметрами вещества в критической точке как

$$N^2 a = 3 V_{кр}^2 p_{кр}$$

$$Nb = V_{кр} / 3$$

Согласие между этими двумя уравнениями позволило бы использовать уравнение (4) в интересующей нас области, промежуточной между нормальным состоянием вещества и его критической точкой.

Это согласие должно, прежде всего, состоять в равенстве "холодных" коэффициентов при членах $\sim 1/V^2$, т.е. $N^2 a / V_c \cong C_v^2$. Для меди, например, ($C_v^2 = 0,15 \text{ см}^2/\text{мксек}^2$ и $N^2 a = 0,14 \text{ см}^2/\text{мксек}^2$) это условие выполняется достаточно хорошо. Зависимость коэффициента Грюнайна от V вблизи критической точки из сравнения этих уравнений получается в виде

$$\Gamma(V) = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{Nb}{V} + \dots\right)$$

(коэффициент 2/3 отвечает условию предельного перехода при $V \rightarrow \infty$ к значению Γ для идеального газа). Для меди это означает

$$\Gamma(V) = \frac{2}{3} \left(1 + 2,65 \frac{V}{V_0} + \dots\right)$$

что не противоречит предположению $\Gamma \cong \Gamma_0 \cong 2$ при значениях V , сравнимых с V_0 , принятому при решении системы уравнений.

В одномерной цилиндрической задаче система уравнений (1) имеет вид:

$$\frac{\partial \ln v}{\partial t} + u \frac{\partial \ln v}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \quad (5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{\partial p}{\partial r} = 0$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + p v \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r}\right) = q(r, t)$$

В линейном приближении с использованием уравнения состояния (4) получаем

$$\frac{\partial \ln v}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = C_v^2 \frac{\partial \ln v}{\partial r} - \Gamma \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = q(r, t)$$

Дифференцируя первое уравнение по t , а второе по r и исключая члены с u , получаем дифференциальное уравнение второго поряд-

$$\text{ка} \quad \left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} - C_v^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] \left(\ln v - \frac{\Gamma \varepsilon}{C_v^2} \right) = - \frac{\Gamma}{C_v^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} \quad (7)$$

Уравнение решается методом Фурье, т.е. решение ищется в виде суперпозиции волн

$$\ln v - \frac{\Gamma \varepsilon}{c_0^2} = \int_{-\infty}^{\infty} g(k, \omega) e^{i(kr - \omega t)} d^2 k d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} [g_1(k) e^{i(kr - c_0 k t)} + g_2(k) e^{i(kr + c_0 k t)}] d^2 k,$$

где первый член в правой части представляет вынужденное решение с плотностью спектра $g(k, \omega)$, определяемой плотностью спектра разложения "вынуждающей силы" $q_0(k, \omega)$

$$q_0(k, \omega) = -\frac{\Gamma}{(2\pi)^3 c_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} e^{-i(kr - \omega t)} d^2 r dt \quad (8)$$

как $g(k, \omega) = q_0(k, \omega) / (c_0^2 k^2 - \omega^2)$, второй и третий члены решения однородного уравнения, которые должны обеспечить выполнение начальных условий

$$\left(\ln v - \frac{\Gamma \varepsilon}{c_0^2} \right)_{t=0} = \ln v_0$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\ln v - \frac{\Gamma \varepsilon}{c_0^2} \right)_{t=0} = -\frac{\Gamma}{c_0^2} q(r, 0)$$

При $\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} = \frac{\partial q(r, t)}{\partial t} = \delta(t) q_0 e^{-r^2/r_0^2}$, т.е. энерговыделении начавшемся в момент $t = 0$ с постоянной во времени и гауссовски распределенной по сечению пучка удельной мощностью, интегрирование в (8) дает

$$q_0(k, \omega) = -\frac{\Gamma q_0 r_0^2}{8\pi c_0^2} \exp\left(-\frac{k^2 r_0^2}{4}\right)$$

откуда

$$g_1(k) = -g_2(k) = \frac{i \Gamma q_0 r_0^2}{16\pi c_0^3 k} \exp\left(-\frac{k^2 r_0^2}{4}\right)$$

и в результате

$$\ln \frac{v}{v_0} = \frac{\Gamma \varepsilon}{c_0^2} - \frac{\Gamma q_0 r_0^2}{\pi c_0^3} \int_0^{\pi/2} \left[F\left(\frac{c_0 t + r \cos \varphi}{r_0}\right) + F\left(\frac{c_0 t - r \cos \varphi}{r_0}\right) \right] d\varphi \quad (9)$$

$$\text{где } F(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{z^2} dz, \quad \varepsilon = q_0 t e^{-r^2/r_0^2}$$

На оси пучка ($r = 0$) выражение упрощается к виду

$$\ln \frac{v}{v_0} = \frac{\Gamma q_0 r_0^2}{c_0^3} \left[\frac{c_0 t}{r_0} - F\left(\frac{c_0 t}{r_0}\right) \right] \quad (10)$$

При $v - v_0 \ll v_0$, когда $\ln v/v_0 \cong (v - v_0)/v_0$, выражения (9) и (10) приобретают вид, отвечающий акустическому приближению.^{1,2/}

В начале процесса, $t \ll r_0/c_0$, $v - v_0$ возрастает кубично со временем $v - v_0 \cong \Gamma q_0 v_0 t^3 / r_0^2$. При t в несколько раз превышающем r_0/c_0 выражение (10) переходит в

$$\ln \frac{v}{v_0} = \frac{\Gamma q_0 r_0^2}{c_0^2} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{r_0^2}{c_0^2 t^2} + \dots \right)$$

т.е. плотность материала при $t \gg r_0/c_0$ уменьшается экспоненциально с выделившейся энергией

$$\rho \cong \rho_0 e^{-\frac{\Gamma q_0 t}{c_0^2}} \quad (11)$$

Для того, чтобы определить какая часть выделившейся энергии переходит в тепловую составляющую внутренней энергии ε_T , воспользуемся последним уравнением системы (5), которое легко приводится к виду

$$\frac{\partial \varepsilon_T}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon_T}{\partial r} + \frac{\Gamma \varepsilon_T}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} \right) = q(r, t)$$

На оси пучка, где $u(t) \equiv 0$, интегрирование этого уравнения дает простое выражение

$$\varepsilon_T = \frac{q_0}{v \Gamma} \int_0^t v \Gamma(t') dt'$$

Используя для $v(t)$ экспоненциальную зависимость (11), получаем

$$\varepsilon_T \cong \frac{q_0}{\Gamma^2} (1 - e^{-\Gamma^2 q_0 t / c_0^2})$$

Будучи практически равной выделившейся энергии $q_0 t$ при $q_0 t \ll c_0^2 / \Gamma^2$, ε_T при больших t стремится к предельному значению $\varepsilon_{T \max} \cong c_0^2 / \Gamma^2$, что в случае меди соответствует тем-

пературе 10^4 °К. Остальная часть выделившейся энергии делится между потенциальной энергией расширения (3) и энергией, уносимой звуковым излучением.

Сравнение полученной зависимости плотности вещества на оси пучка от времени (10) для меди с аналогичной зависимостью в работах [3,4], где представлены результаты численных решений задачи с использованием наиболее полных представлений об уравнении состояния вещества, обнаруживает хорошее согласие при плотностях в диапазоне $\rho_0 \geq \rho \geq 0.5\rho_0$ (рис.1,2). В случае свинца (рис.2,3) согласие существенно хуже, что, возможно объясняется специфическими свойствами свинца, отличающегося низким значением энергии сублимации.

Линейное приближение дает возможность получить решение в случае пучка, движущегося по мишени в направлении, перпендикулярном его оси, в то время как численное решение полной системы гидродинамических уравнений в этом случае чрезвычайно сложно.

Уравнение (7) для случая движущегося пучка преобразуется к виду

$$\frac{\partial^2 \ln v}{\partial t^2} + 2u_0 \frac{\partial^2 \ln v}{\partial r \partial t} + (u_0^2 - c^2) \frac{\partial^2 \ln v}{\partial x^2} - c^2 \frac{\partial^2 \ln v}{\partial y^2} = -\Gamma \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial y^2} \right) \quad (12)$$

Скорость движения пучка u_0 выбрана направленной в направлении $-X$, так что начальная скорость движения вещества в системе покоя оси пучка есть $u_x|_{t=0} = u_0$, $u_y|_{t=0} = 0$. Внутренняя энергия вещества в зависимости от времени и координат x, y в системе покоя пучка описывается выражением $\varepsilon(x, y, t) = \int_0^t q(x - u_0 t' + u_0 t', y, t') dt'$. Для независимой от времени мощности энерговыделения (при $t \geq 0$) выражение для $\varepsilon(t)$ имеет вид $\int_{x-u_0 t}^x q(x', y) dx'$.

При гауссовском распределении плотности энерговыделения по сечению пучка $q(x, y) = q_0 \exp(-\frac{x^2}{2x_0^2} - \frac{y^2}{2y_0^2})$ полное решение уравнения (12), удовлетворяющее начальным условиям $V = V_0$, $\frac{\partial v}{\partial t}|_{t=0} = 0$ имеет вид

$$\ln \frac{v}{v_0} = \frac{\Gamma \varepsilon}{c^2} + \frac{i \Gamma q_0 x_0 y_0}{4\pi c^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1 - e^{-i\omega_1 t}}{\omega_1} + \frac{1 - e^{-i\omega_2 t}}{\omega_2} \right) e^{ikr - \frac{(kr_0)^2}{2}} d^2 k, \quad (13)$$

где r_0 - вектор с компонентами x_0, y_0 , $\omega_{1,2} = u_0 k_x \pm kc$.

В установившемся режиме движения (при $t \rightarrow \infty$, что реально означает $t u_0 \gg \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$), при $u_0 < c$ в скобках под интегралом в (13) существенна только сумма $\frac{1}{\omega_1} + \frac{1}{\omega_2}$. Члены с $e^{-i\omega_{1,2} t} / \omega_{1,2} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} i\pi \delta(\omega_{1,2})$ дают при интегрировании ноль, поскольку проекция области интегрирования на плоскость ω_1, ω_2 ($\omega_1 \geq 0, -\omega_1 \geq \omega_2 \geq -\omega_1 \frac{c_0 + u_0}{c_0 - u_0}$) такова, что $\Delta \omega_2 = 0$ при $\omega_1 = 0$ и наоборот. В результате получаем

$$\ln \frac{v}{v_0} = \frac{\Gamma q_0 x_0}{u_0 c^2} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \frac{x}{x_0 \sqrt{2}} \right) e^{-\frac{y^2}{2y_0^2}} + \frac{u_0^2 y_0 \sqrt{2}}{\pi} \int_0^{\pi/2} \frac{[F(x') + F(x'')] \cos \varphi d\varphi}{(c^2 - u_0^2 \cos^2 \varphi)(x_0^2 \cos^2 \varphi + y_0^2 \sin^2 \varphi)} \right\},$$

где

$$x' \pm = \frac{x \cos \varphi \pm y \sin \varphi}{\sqrt{2} \sqrt{(x_0^2 \cos^2 \varphi + y_0^2 \sin^2 \varphi)}}, \quad \operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz, \quad F(x)$$

определена в (9). Интеграл в правой части (13,14) вычисляется аналитически при $y = 0$ для случая $y_0 = \gamma x_0$, где $\gamma = \frac{c_0}{\sqrt{(c^2 - u_0^2)}}$:

$$\ln \frac{v}{v_0} = \frac{\Gamma q_0 x_0}{u_0 c^2} \left\{ \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \frac{x}{x_0 \sqrt{2}} \right) + \frac{u_0^2 \gamma}{x c^2} \left(1 - e^{-\frac{\gamma^2 x^2}{2y_0^2}} \right) \right\} \quad (15)$$

Для круглого пучка $x_0 = y_0 = r_0/\sqrt{2}$ интеграл в (14) вычисляется путем разложения подынтегрального выражения в ряд по степеням u_0^2/c^2 , и (15) в этом случае определяет $\ln v/v_0$ с точностью до первого члена разложения, т.е. в пренебрежении членами порядка u_0^4/c^4 и выше по сравнению с единицей.

С увеличением скорости развертки пучка одновременно с уменьшением теплового расширения вещества происходит увеличение амплитуды волны сжатия перед пучком (рис.4), описываемой вторым слагаемым в правых частях (14) и (15). При $u_0 \sim c_0$ механические напряжения в волне сжатия будут, по-видимому, определять поведение мишени, но разумеется, этот режим не может быть рассмотрен в линейном приближении.

При движении со скоростью, большей скорости звука, $u_0 > c_0$, распределение плотности вещества в установившемся режиме движения описывается соотношением:

$$\ln \frac{v}{v_0} = \frac{\Gamma q_0 r_0 \sqrt{\pi}}{2 u_0 c_0^2} \left\{ 1 + \operatorname{erf} \frac{x}{r_0} - \frac{\gamma u_0}{c_0} \left\{ e^{-c_0^2 \frac{(x-\gamma y)^2}{r_0^2 u_0^2}} \right. \right. \\ \left. \left. \left[1 + \operatorname{erf} c_0 \frac{x+\gamma y}{u_0 r_0} \right] + e^{-c_0^2 \frac{(x+\gamma y)^2}{r_0^2 u_0^2}} \left[1 + \operatorname{erf} c_0 \frac{x-\gamma y}{u_0 r_0} \right] \right\} \right\}, \quad (16)$$

$$\text{где } \gamma = c_0 \sqrt{(u_0^2 - c_0^2)}$$

Однородная временная структура пучка, принятая в рассмотрении, является лишь приближением к реальной структуре, которая в большинстве случаев представляется серией сгустков длиной τ , много меньшей расстояния между ними Δt . Как видно из выражения (10), изменение плотности вещества за время прохождения сгустка, характеризуемого выделившейся энергией $Q = q\tau$, находится в прямой зависимости от длины сгустка τ вплоть до $\tau \gg r_0/c_0$, когда зависимость исчезает вообще. В предельном случае бесконечно короткого сгустка, что реально означает $\tau \ll r_0/c_0$, это изменение равно нулю. Изменение плотности после прохождения короткого сгустка описывается соотношением, получаемым дифференцированием (9) по t , с заменой удельной мощности на оси пучка q_0 удельной энергией сгустка Q_0 . При $r=0$, это дает $\ln \frac{v}{v_0} = \frac{\Gamma Q_0}{c_0^2} \frac{2c_0 t}{r_0} F\left(\frac{c_0 t}{r_0}\right)$

Уже при $t \sim 2r_0/c_0$ выражение в правой части достигает своего предельного значения $\Gamma Q_0/c_0^2$, которое и сохраняется до прихода следующего сгустка (при временах, позволяющих пренебречь теплопроводностью). Это предельное значение практически совпадает со значением $\ln(v/v_0)$ на оси непрерывного пучка после выделения энергии $q_0 t = Q_0$ (при достаточно большом $t, t \geq 2r_0/c_0$). Таким образом, к моменту прихода следующего сгустка распределение плотности вещества практически не отличается от распределения в случае непрерывного пучка к моменту прихода его следующей порции, отличие же в приросте объема во время прохождения сгустка становится несущественным при большом числе сгустков. Это относится как к неподвижному, так и к движущемуся пучку, при условии, что смещение пучка за период временной структуры не превышает существенно его размер, т.е. $\Delta t \leq r_0/u_0$. Изме-

нение плотности вещества в течение периода временной структуры пучка ($0 \leq t \leq \Delta t$) в установившемся режиме движения, т.е. при числе сгустков, много большем чем $r_0/(c_0 \Delta t)$, для случая бесконечно коротких сгустков определяется выражением

$$\ln \frac{v}{v_0} = \frac{2\Gamma Q_0}{\pi c_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{\pi/2} \{x_1 F(x_1) + x_2 F(x_2) - x_0 F(x_0)\} d\varphi, \quad (17)$$

где $x_0 = (x - u_0 \Delta t - u_0 t) \cos \varphi / r_0$, $x_{1,2} = x_0 \pm c_0 (\Delta t + t) / r_0$. На рис.4 проводится сравнение распределений плотности и давлений для пучков с однородной структурой и бесконечно короткими сгустками при одинаковых значениях средней по времени мощности энерговыделения $\langle q \rangle_{r=0} = q_0 = Q_0 / \Delta t$. При вычислении давления в области расширения вещества, где p_T и p_c имеют разные знаки, следует внимательно учитывать зависимость p_c от v и отличие ε_T от ε . Значение ε_T для движущегося пучка в установившемся режиме движения вычисляется как

$$\varepsilon_T = \frac{1}{V \Gamma} \int_{y=0}^t q(x - u_0 t + u_0 t', y, t') v^\Gamma(x - u_0 t + u_0 t', y, t') dt'$$

что в случае однородной структуры дает

$$\varepsilon_T = \frac{1}{u_0 V \Gamma} \int_{y=0}^x q(x', y) v^\Gamma dx'$$

Как видно из рисунка, распределение давлений в веществе, в отличие от распределения плотности, существенно зависит от временной структуры пучка.

Автор благодарна М.М.Баско и М.Д.Чуразову за обсуждение принятого приближения и интерес к задаче в целом.

Л и т е р а т у р а

1. Krienen F and Mills F. p Note 70. Fermilab 1980
2. Всеволожская Т.А., Сильвестров Г.И., Чернякин А.Д. Труды Восьмого совещания по ускорителям. Протвино, 1982 г., т.1, стр.317, Дубна, 1983.
3. Авришкин Ю.П., Баско М.М., Соколовский М.В. Гидродинамическое моделирование мишеней, облучаемых интенсивным пучком ускоренных частиц. Препринт ИТЭФ-132, Москва, 1983.
Искольдский А.М., Роменский Е.И. Расчет динамики мишени, нагреваемой интенсивным пучком ускоренных частиц. Препринт ИЯФ 83-33, Новосибирск, 1983.
4. Behannon G. Target Behaviour Calculation. High Intensity Targeting Workshop, Fermilab, April 28-30, 1980
5. Зельдович Я.Б. и Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Наука, Москва, 1966.
6. Somon J.P. L.G.I. Rep. 64/3, 1964

Подписи к рисункам

- Рис.1. Изменение со временем плотности вещества на оси пучка с гауссовским распределением удельной мощности энерговыделения $q = q_0 e^{-r^2/r_0^2}$ в меди. Значения q_0 и r_0 указаны на рисунке. Кривая 1 - расчет в линейном приближении (ур.10), кривая 2 - расчет авторов /2/.
- Рис.2. То же, что на рис.1 для меди и свинца. Пунктир - ур.(10), сплошные линии - расчет авторов /2/.
- Рис.3. То же, что на рис.2 для свинца. Сплошные линии - расчет авторов /3/.
- Рис.4. Изменение объема и давления в плоскости движения оси пучка ($y = 0$) при скорости $u_0 = 0,5 C_0$, средней мощности энерговыделения $\langle q \rangle = 2$ кДж/(г·мсек), радиусе пучка $r_0 = 0,028$ см в меди ($C_0 = 0,39$ см/мсек). Сплошные линии - пучок с однородной структурой, пунктир - бесконечно короткие сгустки на расстояниях $\Delta t = 0,167$ мсек. Кривые относятся к моменту перед приходом очередного сгустка ($t = \Delta t$).

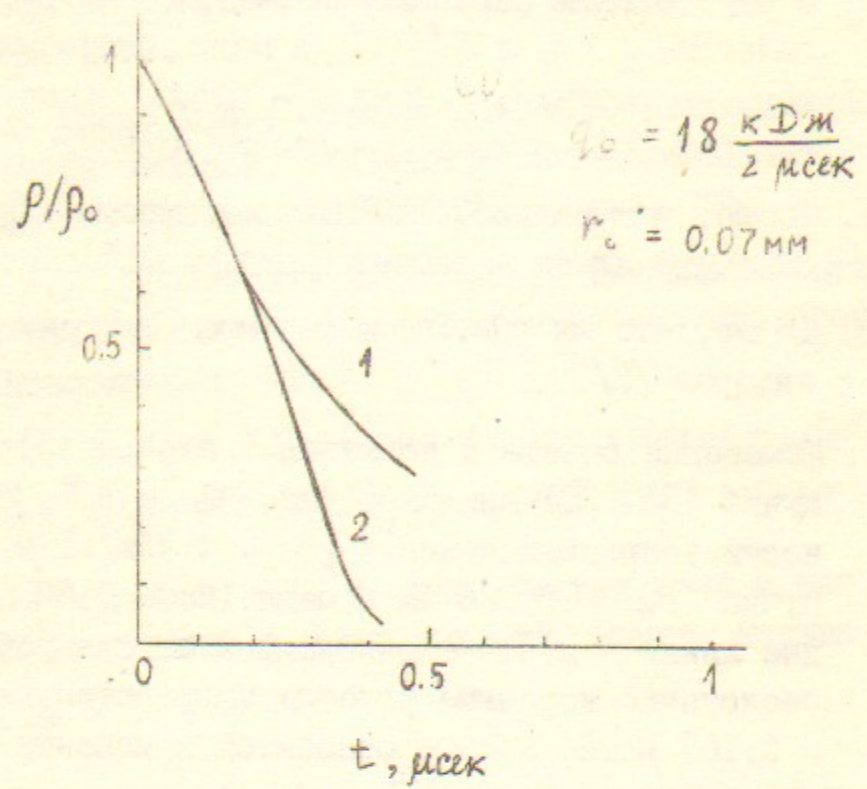


Рис. 1

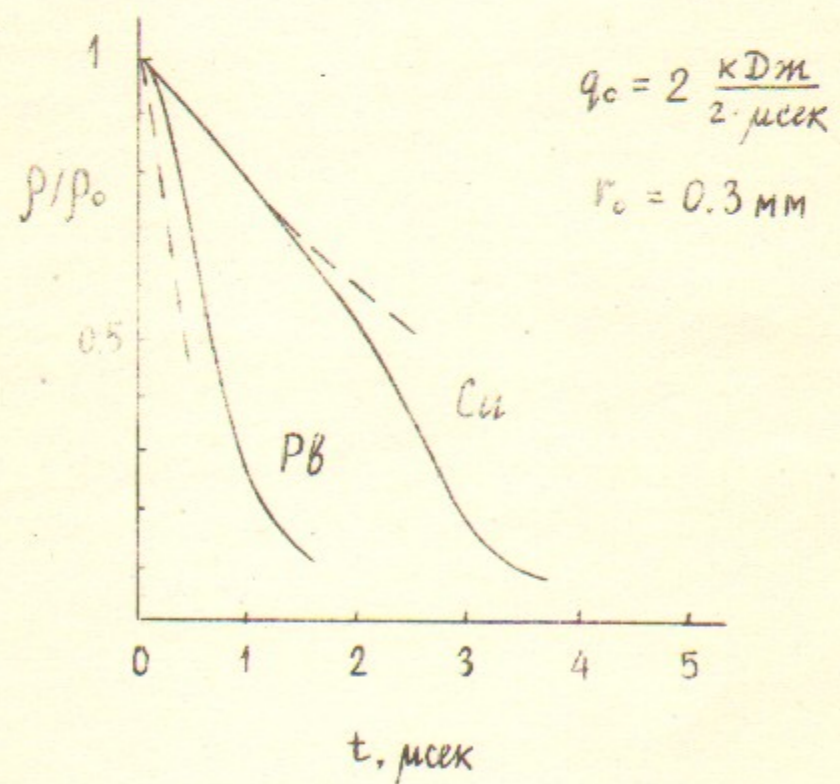


Рис. 2

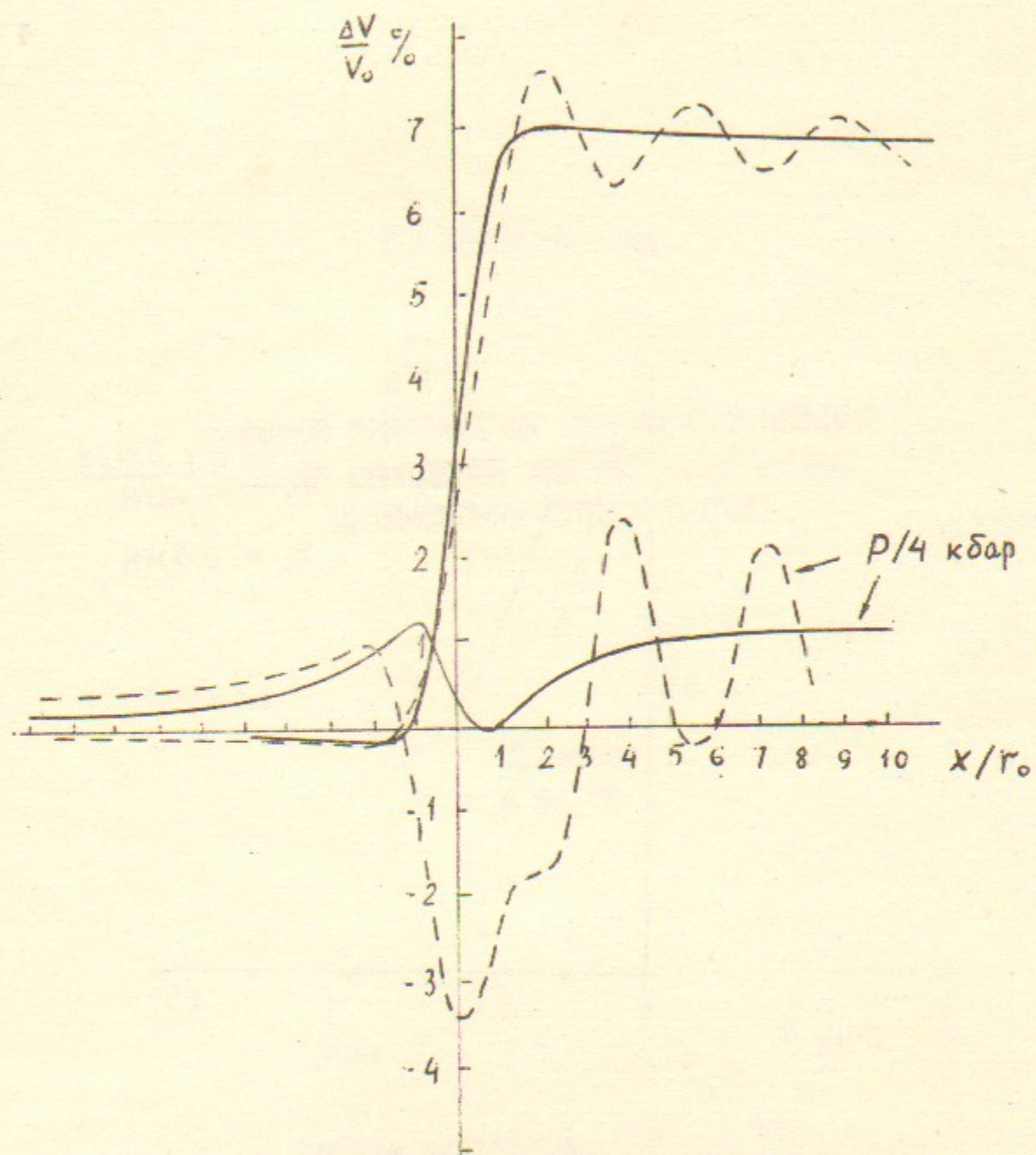


Рис. 4

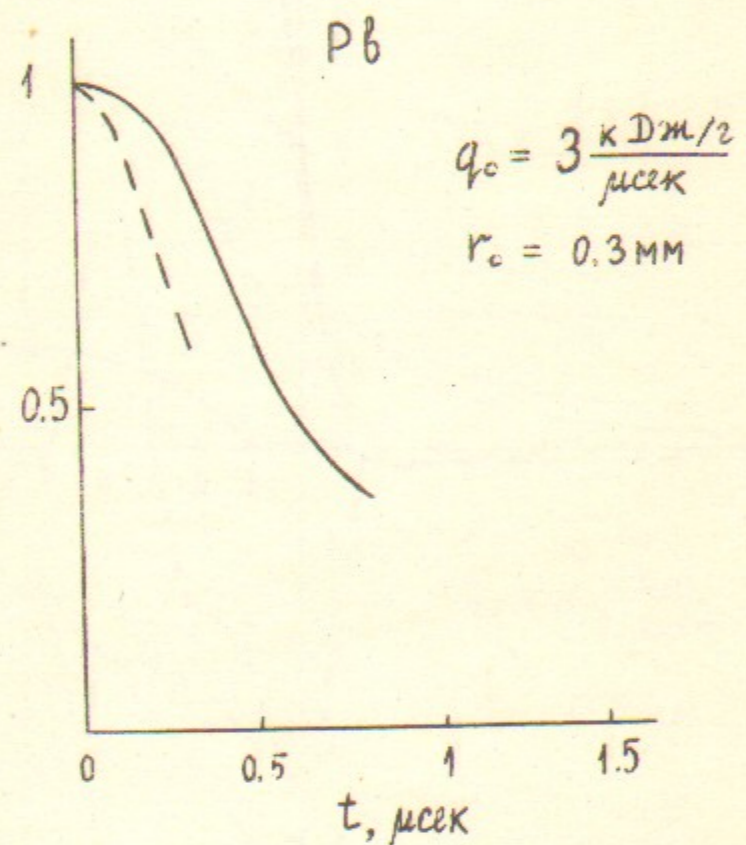


Рис. 3

Т.А.Всеволожская

ЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО
 ОПИСАНИЯ ПОВЕДЕНИЯ МИШЕНЕЙ, ОБЛУЧАЕМЫХ
 ИНТЕНСИВНЫМ ПУЧКОМ ЧАСТИЦ

Препринт
 № 84-88

Работа поступила - 17 мая 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
 Подписано к печати II.6-1984 г. МН 04346
 Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,0 печ.л., 0,9 учетно-изд.л.
 Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 88.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90