Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.9, стр.748 - 751 © 1996г. 10 мая

КУМУЛЯЦИЯ В ПОЛЕ СИЛ ТЯЖЕСТИ, ИНЕРЦИИ И НЕВЕСОМОСТИ

Г.А.Аскарьян, И.В.Соколов

Институт общей физики РАН

117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 1996 г.

Рассмотрено влияние сил тяжести и инерции на прецизионную кумуляцию быстрых потоков вещества, пузырьков, детонационных и ударных волн. Отмечены возможные влияния на движения масс и волн, изменяющие их скорости, направления и структуру, на изменение свойств среды перед волнами, вызывающие изменения их параметров и рефракцию. Показаны преимущества экспериментов с прецизионной кумуляцией в невесомости.

PACS: 28.70.+y, 43.25C, 43.40.J, 47.40.-x,

В последнее время появилось много публикаций по исследованию и использованию кумуляции потоков вещества в малых объемах для получения УТС, сверхсжатия до микрокритических масс, генерации сильных магнитных полей, ускорения частиц и т.п. (см., например, [1-5]). В связи с этим представляет интерес исследование допустимых размеров и времен прецизионной кумуляции.

Мы рассмотрим влияние ускорения g сил тяжести и инерции на точность кумуляции. Величина g может меняться в широких пределах – от $g = g_0 = 10^3\,\text{см/с}^2$ (поле гравитации на Земле) до $g \sim (10 \div 10^4)g_0$ при торможении быстрого тела в газовой или плотной среде и до $g = 0$ в невесомости. Влияние этих сил может быть в виде прямого воздействия на вовлекаемые в кумуляцию элементы среды, через изменение исходных свойств среды, по которой пойдет ударная или детонационная волна, наконец, воздействие силы во внешней части течения может приводить к накоплению возмущения и развитию неустойчивости во внутренних областях.

Легко оценить влияние ускорения g на невзаимодействующие частицы, слетающиеся к центру со скоростью V_0 с начального радиуса R_0. Они столкнутся в точке, смещенной вниз от центра симметрии на расстояние $\Delta x = \frac{1}{2}g\tau^2$, $\tau = R_0/V_0$, со скоростями, различающимися на $\delta V \sim 2V_0\Delta x/R_0$. При гидродинамической кумуляции ситуация принципиально иная, и аналогичная оценка $\Delta x \sim g\tau^2$ (τ – характерное время) может оказаться неправильной даже по порядку величины, причем действие силы тяжести может смещать точку кумуляции не только вниз, но и вверх.

Начнем с задачи о схлопывающемся сферическом пузырьке в несжимаемой жидкости [2]. Анализ неодномерных возмущений показывает, что в первом приближении воздействие силы тяжести на пузырек с убывающим радиусом $R(t)$ приводит к его всплыванию, причем смещение пузырька вверх $\zeta(t)$ описывается простым уравнением:

$$\frac{d}{dt}\left(R^3\frac{d\zeta}{dt}\right) = 2gR^3. \tag{1}$$

Уравнение (1) имеет ясный физический смысл: пузырек с приведенной массой $2\pi R^3\rho/3$ всплывает под действием архимедовой силы $-4\pi R^3\rho g/3$. За время схлопывания $\tau \sim R_0(\rho/P_0)^{1/2}$ (R_0 – начальный радиус; ρ, P – плотность и давление) импульс силы конечен, а масса обращается в нуль. Поэтому скорость всплывания растет как $(d\zeta/dt) \sim R_0^3\tau g/R^3$, тогда как скорость схлопывания $(dR/dt) \sim R_0^{5/2}/R^{3/2}\tau$. На масштабах $R \sim l \sim R_0^{1/3}(g\tau^2)^{2/3}$ скорости сравниваются и представления о сферической кумуляции пузырька теряют применимость. Отметим, что $l \gg g\tau^2$ и что для достаточно больших размеров пузырька ограничения кумуляции, вызванные силой тяжести, могут сказаться раньше, чем другие ограничивающие факторы (сжимаемость, противодавление). В случае фиксации начального размера пузырька его начальная деформация под действием силы тяжести может дополнительно ухудшать симметрию.

Учет влияния силы тяжести на сходящиеся детонационные и ударные волны также приводит к достаточно существенному ограничению на пределы кумуляции, особенно для газоподобных сред. Покажем это.

Рассмотрим сначала плоскую волну детонации, распространяющуюся вверх или вниз в газе с показателем адиабаты γ в поле тяжести. Предположим, что начальное равновесное состояние является изотермическим и теплота реакции не зависит от давления перед фронтом. При этом скорость детонации, определенная из условия Чемпена–Жуге (далее CJ), не зависит от высоты. Используем лагранжевы координаты ζ, t, где ζ – начальная вертикальная координата частицы среды, отсчитываемая в направлении распространения детонации так, что $g = \mp|g|$ при движении вверх или вниз. Индексом нуль обозначаем значения параметров перед фронтом волны, а индексом единица – за фронтом. Поскольку P_0 и ρ_0 зависят от ζ: $P_0 \propto \rho_0 \propto \exp(g\zeta(\partial\rho/\partial P)_T)$, будут зависеть от ζ и величины P_1, ρ_1, поэтому сохраняющееся в течении за фронтом значение энтропии различно для различных ζ:

$$P(t,\zeta)/\rho^\gamma(t,\zeta) = P_1(\zeta)/\rho_1^\gamma(\zeta) \neq \text{const}. \tag{2}$$

Запишем уравнения движения в характеристической форме (u – скорость):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\rho c}{R_0}\frac{\partial}{\partial \zeta}\right)\left(u \pm \frac{2}{\lambda - 1}c\right) = -\frac{\rho c^2}{\rho_0\gamma}\frac{\partial}{\partial\zeta}\ln(\rho_1^{\gamma(\gamma-1)}P_1^{-1/(\gamma-1)}) + g, \quad c = (\gamma P/\rho)^{1/2}. \tag{3}$$

Из-за неизэнтропичности в правой части (3), кроме g, появляется градиентное ускорение, направленное против g, величина которого для сильной детонационной волны много больше g. Воздействие этого ускорения аналогично влиянию кривизны фронта детонации, которое описывается уравнениями (3) с заменой правой части на Kcu (K – кривизна). Поведение решения уравнения (3) существенно зависит от знака градиентного ускорения. При $g > 0$ (волна движется вниз) детонация является нормальной, и за фронтом детонации $P_1 = P_{CJ}$. При движении волны вверх, когда $g < 0$, возникает пересжатие детонации. Разложение решения вблизи фронта с учетом малости отклонения величин за фронтом от значений, предписанных условием CJ (обозначаемых индексом CJ), дает

$$P_1\left[\frac{1}{4}D_{CJ}t|g|\left(\frac{\partial\rho_0}{\partial P_0}\right)_T+1\right]P_{CJ}>P_{CJ}. \tag{4}$$

Степень пересжатия волны, движущейся вверх, растет пропорционально длине пройденного ею пути $D_{CJ}t$. Получаем, что за детонационными волнами, движущимися вверх и вниз, давление различно, причем различие накапливается по мере движения волн.

Теперь рассмотрим сферическую сходящуюся детонационную волну. Детонация на всем фронте является пересжатой из-за кривизны, и градиентное ускорение приводит к нарастающему по мере схождения различию давления $\delta P(R)$ в верхней и нижней точках фронта. На начальной стадии схождения степень пересжатия мала и можно использовать (4). При $R \ll R_0$ (R и R_0 – текущее и начальное значения радиуса фронта) воздействие силы тяжести несущественно, но δP продолжает нарастать из-за неустойчивости кумуляции по отношению к неодномерным возмущениям. Рассматривая вблизи центра пересжатую детонационную волну как ударную, применим оценку скорости роста возмущений [6]: $\delta P/P \propto R^{-1}$. Для размера l, на котором $\delta P/P \sim 1$, получаем оценку: $l \sim R_0^2|g|(\partial\rho_0/\partial P_0)_T$. Оценка применима также к сходящейся сферической ударной волне, если при $R = R_0$ скорость волны одинакова по всему фронту.

Приведенное рассмотрение можно применить и к большеобъемным взрывам в атмосфере, инициируемым по сферической поверхности. Эти взрывы имеют большую энергию, мощные ударные волны и хорошую однородность.

В жидкой среде необходимо учитывать зависимость скорости детонации от P_0. При этом $(\partial\rho_0/\partial P_0)_T$ всюду заменяется на $(\partial\rho_0/\partial P_0)_T+3\rho_0(\partial\ln D_{CJ}/\partial P_0)_T$.

Воздействие силы тяжести на сходящуюся детонационную волну обнаружено в замечательных экспериментах [1]. Сферический объем жидкого ВВ с радиусом $R_0 \sim 0.5$ м инициировался одновременно по всей поверхности. Измерялся нейтронный выход от мишени, помещенной вблизи центра. Максимальный выход нейтронов (далекий от ожидаемого) соответствовал положению мишени на $\cong 0.1$ мм ниже центра. Было отдельно измерено значение $\lambda = (\partial\ln D_{CJ}/\partial P_0)_T \sim 5\cdot10^{-9}$ см^2/дин.

За время схождения фронт детонации должен смещаться вверх из-за рефракции на $\Delta r \sim R_0^2\rho_0 g\lambda \sim 0.1$ мм. Для достижения одновременности воздействия мишень следовало бы смещать вверх на Δr. С другой стороны, мы показали, что при схождении волны давление в нижней точке фронта больше, чем в верхней. Отсюда следует, что для достижения однородности давления на мишени ее, наоборот, надо смещать вниз от центра, чтобы в точках фронта с минимальным $\delta P(R)$ достигалась бы максимальная степень схождения детонационной волны по радиусу. Поэтому эмпирическая подгонка положения мишени в поисках стертого максимума от одновременного неоднородного воздействия к неодновременному однородному недостаточна. В дополнение к смещению мишени вниз для однородности давления (очевидно, еще ниже, чем в выполненном эксперименте с максимальным выходом нейтронов) необходимо обеспечить одновременность прихода фронта на мишень (с помощью программированного инициирования или небольшого изменения формы заряда).

Условие идеальной кумуляции и максимального выхода нейтронов, достигается в невесомости, требует подрыва в невесомости. Может оказаться полезной даже кратковременная невесомость (сброс с небольшой высоты, взрыв после усреднения или затухания звуковых волн, возникающих при снятии тяжести.

Благодарим Е.Е.Мешкова за обсуждения работ [1].

---

1. А.Н.Анисимов, А.Н.Аринин, М.И.Арифов и др., *Тез. докл. Межд. конф.* "III *Забабахинские Научные чтения*", Чел-70, 1991, с.20, 21, 96.
2. Е.Н.Забабахин, И.Е.Забабахин, *Явления неограниченной кумуляции*, М.: Наука, 1989.
3. Г.А.Аскарьян, В.А.Намиот, М.С.Рабинович, Письма в ЖЭТФ **17**, 597 (1973).
4. Г.А.Аскарьян, Письма в ЖЭТФ **28**, 322 (1978); УФН **128** 727 (1979).
5. И.В.Соколов, УФН **160**, 143 (1990).
6. К.В.Брушлинский, Препринт ИПМ им. Келдыша, АН СССР, 1980, пр.81.