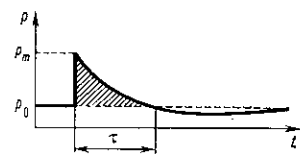


Исходное положение метода подобия В. в. состоит в том, что расстояние r , на к-ром волна имеет заданное значение давления на фронте, и время её действия τ пропорциональны (при данном типе взрывчатого ве-



Зависимость давления от времени во взрывной волне в воздухе (в нек-рой точке пространства). p_0 — исходное давление, p_m — давление на фронте волны, τ — время действия взрывной волны, заштрихованная площадь равна импульсу s .

щества и заданных свойствах среды) линейному размеру заряда r_0 . Последний связан с энергией взрыва q соотношением $r_0 = \sqrt[3]{q}$ (энергия взрыва пропорциональна объёму заряда). Отсюда следуют законы подобия для p_m и s В. в.:

$$p_m = f(\sqrt[3]{g/r}), \quad s = \sqrt[3]{g} \varphi(\sqrt[3]{q/r}).$$

В большинстве случаев ф-ции f и φ неизвестны, однако эти соотношения позволяют методом моделирования решать многие задачи о воздействии В. в. на среду.

На больших расстояниях от места взрыва В. в. возникает в звуковую (упругую) волну.

Лит. см. при ст. *Взрыв*. В. В. Новожилов.

ВЗРЫВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛН — самопроизвольное нарастание волн («взрыв»), при к-ром их амплитуды стремятся обратиться в бесконечность за конечное время. Понятие В. н. в. возникло в связи с анализом нелинейных волновых процессов в неравновесных средах, в к-рых волны могут нарастать за счёт энергии, поступающей извне. В частности, возникновение В. н. в. в неравновесных средах без диссипации связано с появлением в них волн с отрицат. энергией (в равновесных средах они отсутствуют, как это следует из дисперсионных соотношений). Наряду с обычной неустойчивостью, возникающей уже в предельном случае линейной среды, в неравновесных средах возможна неустойчивость др. типа, обусловленная процессами нелинейного взаимодействия и самовоздействия волн. «Взрыв» обычно является осн. признаком этой нелинейной неустойчивости, если взаимодействие (самовоздействие) волн описывается приближённо, с удержанием лишь главных нелинейных членов в разложениях по амплитудам. Напр., резонансное взаимодействие трёх гармонич. волн при выполнении для частот ω_j и волновых векторов k_j условий пространственно-временного синхронизма ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, $k_3 = k_1 + k_2$) описывается ур-ниями

$$\begin{aligned} \dot{A}_1 &= \sigma_1 A_2 A_3 \cos \Phi, \\ \dot{A}_2 &= \sigma_2 A_1 A_3 \cos \Phi, \\ \dot{A}_3 &= \sigma_3 A_1 A_2 \cos \Phi, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\dot{\Phi} = -(\sigma_1 A_2 A_3 A_1^{-1} + \sigma_2 A_1 A_3 A_2^{-1} + \sigma_3 A_1 A_2 A_3^{-1}) \sin \Phi,$$

где A_j и $\Phi = \varphi_3 - \varphi_1 - \varphi_2$ — амплитуды и разность фаз волн соответственно. \dot{A}_j — производная A_j по времени, σ_j — коэф. взаимодействия ($j=1, 2, 3$). Система (1) имеет интегралы $\sigma_1 A_3^2 - \sigma_2 A_1^2 = C_1$, $\sigma_2 A_3^2 - \sigma_3 A_2^2 = C_2$ ($C_{1,2} = \text{const}$). Если энергия волны с частотой ω_3 отрицательна, то знаки σ_j оказываются одинаковыми, и амплитуды волн могут одновременно нарастать. В частности, при $C_1 = C_2 = 0$, $\Phi(0) = (1 - \text{sign } \sigma_j) \pi/2$ в каждый момент времени,

$$A_1 = A_3 \sqrt{\sigma_1/\sigma_3}, \quad A_2 = A_3 \sqrt{\sigma_2/\sigma_3}, \quad \Phi = \Phi(0),$$

и система (1) сводится к одному ур-нию $\dot{A}_3 = \sigma A_3^2$, $\sigma = \sqrt{\sigma_1 \sigma_2}$, решение к-рого имеет вид:

$$A_3(t) = A_3(0) (1 - t/t_\infty)^{-1}, \quad t_\infty = 1/\sigma A_3(0).$$

При этом амплитуды всех волн обращаются в бесконечность в момент $t=t_\infty$, что и означает наличие В. н. в. Как показывает приведённый пример, «взрыв» связан с зависимостью скорости относит. роста амплитуд \dot{A}_j/A_j от самих амплитуд (для «обычной» неустойчивости характерна пост. скорость относит. роста — экспоненц. нарастание; см. *Неустойчивость в колебательных и волновых системах*).

Макс. значения амплитуд волн и скоростей их относит. роста определяются процессами, ограничивающими В. н. в. В частности, В. н. в., возникающая при резонансном взаимодействии волн, может ограничиваться нелинейной (зависящей от амплитуды) расстройкой их частот от резонанса. В средах с поглощением возможно жёсткое возникновение В. н. в., к-рое характеризуется наличием пороговых значений нач. амплитуд волн. В неравновесных средах с диссипацией В. н. в. может приводить к установлению автоколебаний. В. н. в. обнаружена в лаб. плазме с потоками заряж. частиц, в пограничных слоях гидродинамич. течений и в др. неравновесных средах.

Лит.: Кадомцев Б. В., Коллективные явления в плазме, М., 1975; Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П., Теория волн, М., 1979; Вильхельмссон Х., Вейланд Й., Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме, пер. с англ., М., 1981; Рабинович М. И., Трубецков Д. И., Введение в теорию колебаний и волн, М., 1984. В. И. Руттов.

ВЗРЫВНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ — возникновение электронного тока из металл. эмиттера вследствие перехода материала эмиттера из конденсир. фазы в плотную плазму в результате разогрева локальных микроскопич. областей эмиттера током автоэлектронной эмиссии. В. э. э. используется в импульсных генераторах мощных электронных пучков и рентг. лучей. Это единств. вид *электронной эмиссии*, к-рый позволяет получать потоки электронов мощностью до 10^{13} Вт с плотностью тока до 10^9 А/см². Плотность тока *термоэлектронной эмиссии* ограничена темп-рой плавления эмиттера. Повышение плотности тока j при *фотоэлектронной эмиссии* требует столь мощных источников излучения, что это приводит к разрушению поверхности эмиттера. С помощью автоэлектронной эмиссии принципиально возможно получение $j \sim 10^6 - 10^8$ А/см², но для этого нужны эмиттеры в виде совокупности большого числа острых идентичной формы, что практически невозможно. Кроме того, увеличение j до 10^8 А/см² приводит к взрывообразному разрушению всего эмиттера.

Для получения В. э. э. необходимо создать на поверхности эмиттера первонач. фазовый переход металл—плазма, к-рый бы обеспечил ток электронов, способный затем поддерживать этот переход. Такой переход создаётся посредством концентрации большой энергии в микрообъёме эмиттера, достаточной для взрыва этого объёма. Большая концентрация энергии в микрообъёме может осуществляться разл. способами, напр. ударом быстрой макрочастицы о катод, с помощью сфокусир. луча лазера и т. д. Наиб. часто для инициирования В. э. э. используется автоэлектронная эмиссия. Ток автоэлектронной эмиссии разогревает микрообъём эмиттера за счёт Джоулева тепла и *Ноттинггема эффекта*. Оба эти эффекта приводят к повышению электронной темп-ры T_e (к «разогреву» электронов; см. *Горячие электроны*). Темп-ра кристаллич. решётки повышается в результате *электрофононного взаимодействия*. Время запаздывания t_3 взрыва кончика острого относительно подачи импульса напряжения определяется скоростью передачи энергии от электронного газа к решётке. Это создаёт возможность для получения мощных кратковременных импульсов электронного тока без разрушения эмиттера.

Время запаздывания t_3 связано с плотностью электронного тока j соотношением

$$j^2 t_3 = A, \quad (1) \quad 269$$