

характеристиками П. з. к. являются глубина оси, ширина канала и величина перепада скорости звука у поверхности и на оси. Глубина оси П. з. к. в средних широтах составляет 1000—1200 м, в тропич. зонах опускается до 2000 м, а в арктич. и антарктич. районах выходит на поверхность (приповерхностный звуковой канал).

Если источник звука расположен на оси П. з. к. или вблизи неё, то звуковые лучи, выходящие под небольшими углами к оси, вследствие рефракции звука будут вновь и вновь возвращаться к ней, т. е. будут «захвачены» П. з. к. (т. н. волноводное распространение; рис., б). Чем больше разность значений скорости звука на поверхности и на оси П. з. к., тем в более широком интервале углов χ захватываются лучи, т. е. тем более эффективным будет П. з. к. При распространении в нём звуковые волны не касаются ни поверхности, ни дна океана и, следовательно, не рассеиваются и не поглощаются на его границах. Благодаря этому звук НЧ, для к-рых поглощение в морской воде весьма мало, может распространяться в П. з. к. на сотни и тысячи км («сверхдальнее» распространение). В одном из экспериментов звук от небольших подводных взрывов регистрировался на расстоянии 19000 км. Способность звука распространяться по П. з. к. на большие расстояния имеет многочисленные практич. приложения. П. з. к. в океане был открыт в сер. 40-х гг. 20 в.

Лит.: Акустика океана, под ред. Л. М. Бреховских, М., 1974; Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П., Акустика океана, в кн.: Физика океана, т. 2, М., 1978, гл. 2; и х ж е, Теоретические основы акустики океана, Л., 1982. Ю. П. Лысанов.

ПОДОБИЯ ЗАКОНЫ — свойственны таким физ. процессам, в к-рых характерные физ. величины, будучи функциями др. величин (аргументов), зависят от них не по отдельности, а от определённых комбинаций аргументов (напр., произведения, отношения и др.). Соответствующие П. з. кривые, отображая зависимость физ. величины от одного из аргументов, при изменении другого сохраняют свою форму, оставаясь подобными (см. *Подобия теория*).

П. з. в газовом разряде проявляются во мн. закономерностях поведения электронов в слабоионизов. газе. Напр., скорость дрейфа электронов v_d в пост. электрич. поле напряжённостью E зависит от E и от плотности молекул N не порознь, а от их комбинации E/N . Часто слабоионизов. газ мало нагревается током, и его абс. темп-ра более или менее постоянна и близка к $T \approx 300$ К [темп-ра электронного газа существенно выше, $T_e \approx (1-3) \cdot 10^4$ К]. При пост. темп-ре плотность N однозначно определяется давлением $p = NkT$, обычно используемым в физике газового разряда в качестве меры плотности. При темп-ре 20 °С $p = 1$ торр (1 мм рт. ст.) соответствует $N = 3,3 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

П. з. имеют большое практич. значение. Напр., для нахождения скорости дрейфа в определённом газе при двух условиях $E = 10$ В/см, $p = 10$ торр и $E = 20$ В/см, $p = 20$ торр достаточно одного измерения. В обоих случаях отношение E/p , а следовательно, и v_d одинаковы. Результаты измерений ф-ции двух переменных $v_d(E, p)$ представляются не в виде семейства кривых, а в виде одной кривой $v_d(E/p)$. Зависимость $v_d(E/p)$ наглядно следует из ф-лы элементарной теории $v_d = eE/mv_m$, где v_m — частота столкновений электрона с молекулами, пропорциональная N . Закономерность $v_d(E/p)$ сохраняется и в строгой теории, основанной на решении кинетич. ур-ния для ф-ции распределения электронов. Энергетич. спектр, от к-рого зависит v_d , как и ср. энергия электронов, является ф-цией E/N или E/p .

Частота ионизации ν_i в пост. поле E , т. е. число актов ионизации, к-рое совершает электрон в 1 с, подчиняется П. з. $\nu_i = pf(E/p)$, где f — нек-рая ф-ция, определяемая спектром электронов. В пост. поле электрон в среднем движется вдоль поля, и целесообразнее

пользоваться ионизац. коэф. Таунсенда α — числом актов ионизации, к-рое электрон совершает на 1 см дрейфового пути: $\alpha = \nu_i/v_d = pf_1(E/p)$. Коэффициент α определяет напряжение пробоя V_p промежутка d между плоскими электродами (V_p наз. также потенциалом зажигания разряда). Величина V_p для данного газа зависит от d и p . При этом справедлив П. з. $V_p = V_p(pd)$. Такие зависимости, найденные из опыта (рис. 1), наз. кривыми Пашена. *Пашена закон* подобия

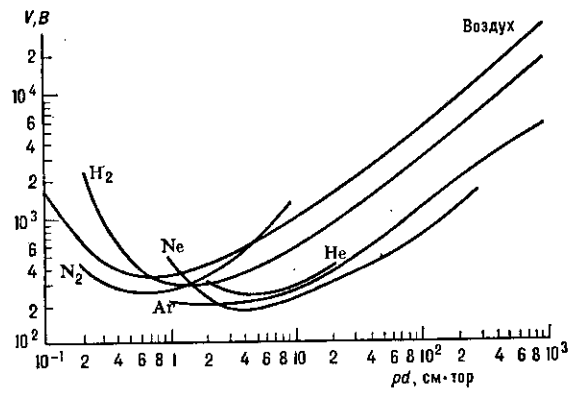


Рис. 1. Зависимости потенциалов зажигания от \bar{p} (кривые Пашена) для различных газов.

вытекает из ур-ния Таунсенда $\gamma(e^{ad} - 1)$, $V_p = Ed$, выражающего условие воспроизводства размножающихся электронов в промежутке с учётом вытравливания зарядов из газового объёма на электроды и эмиссии электронов с катода под действием положит. ионов. Один ион при нейтрализации электроном катода вызывает дополнительно $\gamma \sim 10^{-1} - 10^{-3}$ электронов. С помощью эмпирической формулы Таунсенда $\alpha = A \exp(-Bp/E)$, где A и B — эксперим. константы, различные для каждого газа, для кривых Пашена получается явная ф-ла $V_p = B(pd)/(C + \ln pd)$, где $C = \ln[A/\ln(\gamma^{-1} + 1)]$. Напр., для азота в диапазоне $E/p = 100 \div 600$ В/см·торр, $A = 12$ см²·торр⁻¹, $B = 342$ В/(см·торр).

Плотность тока на катоде в нормальном тлеющем разряде j_n , толщина катодного слоя d_n и катодное падение потенциала V_n подчиняются П. з. $j_n/p^2 = \text{const}$, $pd_n = \text{const}$, $V_n = \text{const}$, где константы зависят только от рода газа и материала катода. Для продольного поля E в положит. столбе тлеющего разряда низкого давления в трубке радиуса R справедлив П. з. $E/p = f_2(pR)$. Он вытекает из равенства $v_i = vd$, выражающего баланс числа зарядов в столбе. Здесь $vd = D_a(2,4/R)^2 \sim 1/pR^2$ — ср. частота диффузионных уходов зарядов к стенкам трубки, где заряды взаимно нейтрализуются; D_a — коэф. амбиполярной диффузии.

В электрич. полях очень больших частот ω , превышающих частоту столкновений электронов с атомами ν_m , действуют П. з. по частоте поля: частота ионизации газа электронами зависит от отношения E/ω ; $\nu_i = pf_3(E/\omega)$, где E — среднеквадратичная величина осциллирующего поля. При данном давлении газа частота ионизации остаётся неизменной, если с переходом к более высоким частотам пропорц. частоте увеличивается поле. Такая зависимость следует из выражения для скорости приобретения энергии электроном от переменного поля $(d\mathcal{E}/dt)_E = e^2 E^2 \nu_m / m \omega^2 \sim (E/\omega)^2 p$.

Для порогового поля пробоя газов короткими импульсами больших частот $\omega \gg \nu_m$ справедлив закон подобия $E_p/\omega = \text{const}$, выполняющийся в широком диапазоне частот или длин волн $\lambda = 2\pi c/\omega$, от видимого света до СВЧ-излучения. Для пробоя газа ИК-излучением требуются существенно более высокие поля, чем в случае СВЧ. На рис. 2 показаны (в логарифмич.