

сферы на высоте h и приходит в точку B , удалённую на расстояние R (рис. 2):

$$R = 2 \sin \varphi_0 \int_0^h dz \left(1 + \frac{z}{a}\right)^{-1} \left[\frac{\varepsilon(z)}{\varepsilon(0)} \left(1 + \frac{z}{a}\right)^2 - \sin^2 \varphi_0 \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где $\varepsilon(z)$ — диэлектрич. проницаемость среды (тропосферы) на высоте z . Высота h определяется из равенства

$$\left(1 + \frac{h}{a}\right)^{-1} \left[\frac{\varepsilon(0)}{\varepsilon(h)} \right]^{1/2} \sin \varphi_0 = 1. \quad (2)$$

Расстояние R , как правило, заметно превышает величину $R_{\text{пв}}$, особенно в условиях существования атм. волновода, когда, в частности, возможно З. р. р. за счёт последоват. отражений УКВ-сигналов от тропосферы и земной поверхности. З. р. р. КВ-диапазона в обычных условиях осуществляется также путём последоват. отражений коротких волн от ионосферы и Земли.

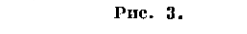


Рис. 3.

При этом дальность одного скачка (рис. 2) определяется из формул (1), (2). Кроме того, возможно З. р. р. УКВ- и КВ-диапазонов за счёт распространения их соответственно в атм. и в ионосферном волноводных каналах.

Причиной дальнего тропосферного, ионосферного и метеорного распространения УКВ-сигналов (см. *Распространение радиоволн, Метеорная радиосвязь*) является переизлучение (рассеяние и отражение) радиоволн от объёмных неоднородностей атмосферы Земли. Дальность распространения радиоволн при этом определяется высотой рассеивающей области над Землёй и обычно составляет от 200 до 2000 км.

З. р. р. возможно также благодаря ретрансляции, когда между передающей A и приёмной B станциями, удалёнными на расстояние $R > R_{\text{пв}}$, располагают один или несколько (C_1, C_2, \dots, C_n) спец. приёмно-передающих пунктов (ретрансляторов) в пределах зоны прямой видимости отл. пар корреспондирующих пунктов (рис. 3). Радиоретрансляторы используют в линиях космич. связи для передачи информации на большие расстояния через ИСЗ и в тропосферных радиорелейных линиях.

Лит.: Шуккин А. Н., *Распространение радиоволн*, М., 1940; Альберт Я. Л., Гинзбург В. Л., Фейнберг Е. Л., *Распространение радиоволн*, М., 1953; Калинин А. И., Черенкова Е. Л., *Распространение радиоволн и работа радиотелиграфов*, М., 1971; Радиотелиграф ионосферного рассеяния метровых волн, под ред. Н. Н. Шумской, М., 1973. В. А. Алимов.

ЗАЖИГАНИЯ КРИТЕРИЙ самоподдерживающейся термоядерной реакции — условие поддержания плазмы при темп-ре горения термоядерных реакций ($T \geq 8$ кэВ или $\geq 10^8$ К) за счёт энергии остающихся в плазме продуктов термоядерных реакций. В DT-реакции на поддержание темп-ры плазмы расходуется энергия ядер ^4He (α -частиц, $\mathcal{E}_\alpha = 3,52$ МэВ) при их кулоновском торможении в плазме. В дейтериевой плазме на поддержание реакции расходуется энергия тритонов, протонов и ядер ^3He , к-рая в среднем на каждую реакцию составляет $\sim 2,42$ МэВ. В стационарном режиме горения DT-реакции все потери из плазмы с избытком компенсируются мощностью, выделяющейся в термоядерных реакциях в виде α -частиц, к-рые удерживаются в плазме и передают ей свою энергию.

Для равнокомпонентной DT-плазмы с максвелловским распределением частиц по скоростям З. к. самоподдерживающейся термоядерной реакции можно записать в виде:

$$n_e \tau_E \geq \frac{12T}{\langle \sigma v \rangle_\alpha \mathcal{E}_\alpha - 1,34 \cdot 10^{-14} \bar{v} T},$$

где n_e — плотность электронов (в см^{-3}), T — темп-ра плазмы (в кэВ), τ_E — время удержания энергии в плаз-

ме без учёта потерь на тормозное излучение (в секундах); $\langle \sigma v \rangle_\alpha$ — усреднённая по максвелловскому распределению скорость термоядерной реакции (в $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$). Второй член в знаменателе характеризует потери энергии DT-плазмы на тормозное излучение.

Величина $n_e \tau_E$ наз. параметром удержания и энергии в плазме и принимает мин. значение $1,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$ при $T \approx 25$ кэВ. Графич. представление $n_e \tau_E(T)$ см. в ст. *Управляемый термоядерный синтез*.

Термоядерный реактор с горением самоподдерживающейся реакции является частным случаем реактора, работающего в режиме усилителя мощности (с коэф. усиления Q), для к-рого $n_e \tau_E$ определяется *Лоусона критерием*. В предельном случае $Q \rightarrow \infty$ при выполнении З. к. реактор, работающий в режиме усилителя мощности, превращается в генератор, т. е. в реактор с зажиганием самоподдерживающейся термоядерной реакции.

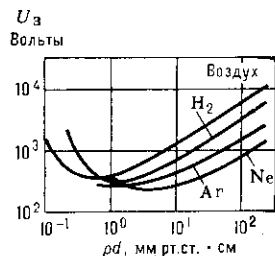
Лит.: Пистунович В. И., Некоторые задачи токамака с инжекцией быстрых нейтронов, «Физика плазмы», 1976, т. 2, к. 1, с. 3; Jassby D. L., Neutral-beam-driven tokamak fusion reactors, «Nucl. Fusion», 1977, v. 17, p. 309.

В. И. Пистунович.

ЗАЖИГАНИЯ ПОТЕНЦИАЛ — наименьшая разность потенциалов между электродами в газе, необходимая для возникновения самостоят. разряда, т. е. разряда, поддержание к-рого не требует наличия внеш. потенциалов. При этой разности потенциалов скорость ионизации газа в межэлектродном промежутке за счёт разл. механизмов пробоя электрического

начинает превышать скорость дсионизации; когда степень ионизации газа резко возрастает, возникает ток проводимости. Для начала этого процесса требуется наличие в газовом промежутке нек-рой затравочной ионизации. Обычно такая ионизация всегда существует за счёт действия естеств. ионизирующих факторов (космич. излучение, естеств. радиоактивность). Вследствие флуктуаций естеств. фона ионизации развитие самостоят. разряда требует известного времени, а величина З. п. зависит от характера напряжения, приложенного к электродам (постоянное, переменное той или иной частоты, импульсное с разл. длительностью, формой и скважностью импульсов). Скорость ионизации, а следовательно, и величина З. п. зависит от природы и давления газа, от материала, формы, состояния поверхности электродов и расстояния между ними. При этом давление p и расстояние d между электродами не являются независимыми параметрами, а величина З. п. зависит от произведения pd (рис.; см. также *Пашена закон*). Развитие процессов объёмной ионизации за счёт электронного удара (см. *Ионизация*) оказывается затруднённым и при больших и при малых значениях pd . При малых pd почти каждое столкновение может приводить к ионизации, но число этих столкновений на длине промежутка мало и электрошла лавина, необходимая для создания самостоят. разряда, не сможет образоваться. При больших pd число столкновений велико, но энергия, приобретаемая электронами на длине пробоя, оказывается слишком малой для ионизации нейтральных атомов и молекул. В результате З. п. возрастает и в области малых и в области больших значений pd , при $pd \sim 1$ мм рт. ст. \cdot см З. п. достигает для большинства газов мин. величины, обычно порядка сотен вольт. Теоретически кривые Пашена были интерпретированы Дж. Таунсендом (J. S. Townsend).

Сильное влияние на величину потенциала зажигания оказывает наличие даже незначит. примесей к осн. газу, заполняющему систему (см. *Пеннинга эффект*). При



Зависимость потенциала зажигания U_3 от pd для различных газов (p — в мм рт. ст., d — в см).