

активностью. Подобный разряд происходит, например, в ионизационной камере.

3.1.3. Термическая ионизация

Термическая ионизация происходит при столкновении двух быстрых нейтральных атомов, высокие энергии которых возникли в результате нагрева газа или пара до достаточно высокой температуры.

Степень ионизации газа χ , т.е. отношение концентрации электронов к первоначальной концентрации молекул в зависимости от температуры и природы газа теоретически рассмотрел Саха. Он для условия термодинамического равновесия установил следующее соотношение:

$$\frac{\chi^2}{1-\chi^2} p = 2,4 \cdot 10^{-4} T^{\frac{5}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right),$$

где p – давление газа в мм рт.ст., T – температура в К.

Для цезиевого пара степень ионизации порядка 1% достигается при $T \sim 3000^\circ \text{ К}$, что может быть получено опытным путем. Для воздуха та же величина χ получается при температурах больших 10^4 К . Экспериментальная проверка формулы Саха осложняется тем, что термическую ионизацию трудно отделить от фотоионизации, вызванной излучением стенок экспериментального прибора. Следует отметить также, что при нагреве газа или пара нагреваются также образовавшиеся электроны и часть ионизации происходит при столкновении электронов с атомами газа. Однако эти замечания касаются только способа возникновения заряженных частиц. Независимо от этого способа формула Саха может быть использована для расчета χ при условии, что рассматриваемая система находится в состоянии термодинамического равновесия.

Термическая ионизация возникает в положительном столбе (плазме) дугового разряда при высоких давлениях, в парах ртути при температуре 6–8 тыс. К или в инертных газах, где температура плазмы положительного столба еще выше. Интенсивная термическая ионизация происходит в атмосфере Солнца и звезд.

3.1.4. Фотоионизация

Ионизация квантами света или фотоионизация может происходить тогда, когда энергия фотона удовлетворяет следующему условию:

$$h\nu \geq eU_i. \quad (3.4)$$

Вероятность ионизации в зависимости от частоты света представляет собой обычно остро резонансную кривую с максимумом вблизи $h\nu = eU_i$.

В некоторых видах электрических разрядов, как, например, в искровом, **ионизация газа собственным излучением** играет большую роль. Естественно, что для этого необходимо выполнение условия (3.4). Ионизация газа собственным излучением возможна в случае ступенчатого хода процесса (вначале образуется возбужденный атом, а затем при поглощении второго фотона происходит ионизация атома), либо может возникнуть за счет линий искрового спектра, для которых выполняется условие (3.4).

3.1.5. Ионизация при ударах второго рода

Ионизация при ударах второго рода имеет большое значение в смесях газов при столкновении метастабильного возбужденного атома основного газа с атомом примеси, если энергия возбуждения eU_M превосходит энергию ионизации примеси, т.е.

$$U_M(\text{основной газ}) \geq U_i(\text{примеси}).$$

Примером может служить смесь $\text{Ne} + 0,01\% \text{ Ag}$ ($U_M = 16,6 \text{ В}$, $U_i = 15,7 \text{ В}$) или $\text{Ar} + 0,1\% \text{ Hg}$ ($U_M = 11,6 \text{ В}$, $U_i = 10,4 \text{ В}$). Соударение второго рода, сопровождающееся ионизацией примеси, имеет большую вероятность.

Если электрический разряд происходит в смесях газов, то имеет место ионизация основного газа и примеси путем прямых ударов электронов, и кроме того, процесс ионизации при ударах второго рода. Таким образом, **общий коэффициент α** можно представить как сумму:

$$\alpha = \alpha_{\text{осн}} + \alpha_{\text{прим}} + \alpha_{\text{уд.вт.р.}}$$

При некоторых составах смесей газов коэффициент ионизации за счет ударов второго рода значительно превосходит коэффициенты за счет прямой ионизации электронным ударом. Результаты расчета для смеси $\text{Ar} + \text{Hg}$ приведены на рис. 3.3. В случае электрического разряда в смесях газов процесс ионизации примеси из-за соударений второго рода с метастабильными при некоторых условиях становится основным. В результате этого процесса **в смесях основного газа с небольшим количеством примеси может произойти значительное понижение напряжения пробоя газа $U_{\text{пр}}$ (эффект Пеннинга)**, а также сильно изменятся параметры нормального тлеющего разряда и т.д.

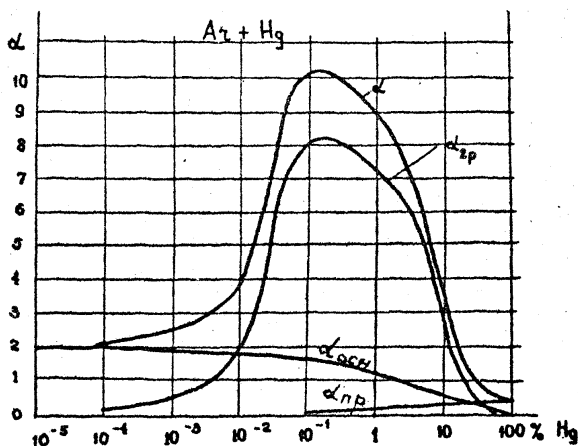


Рис. 3.3. Коэффициент α для смеси аргона ртути

3.1.6. Образование отрицательных ионов

Отрицательные ионы образуются присоединением электронов к атомам и молекулам. При масс-спектрометрических исследованиях обнаружены отрицательные ионы O^- , O_2^- , NO_2^- , NO^- , OH^- , H^- , щелочных металлов, галогенов и др.; для некоторых молекул обнаружены также многократно заряженные отрицательные ионы. Не удалось найти отрицательные ионы инертных газов Ne , Ar , Kr , Xe , атомарного и молекулярного азота. Например, в воз-

духе могут присутствовать отрицательные ионы O^- , O_2^- , H_2O^- и др.

При присоединении электрона к атому или молекуле образуется система с рядом возможных энергетических состояний и с энергией нормального состояния E более низкой, чем энергия нормального состояния нейтральной частицы E_0 . Разность энергий

$$E - E_0 = A$$

называется *энергией сродства* атома к электрону. Эта величина может рассматриваться как энергия связи добавочного электрона. Для иона H^- эта величина вычислена методом волновой механики, а также определялась экспериментально. Оба метода дали величину $\sim 0,7$ эВ. Для хлора величина A определялась на опыте и составила $\sim 3,7$ В. Величина A определялась и для ряда других газов.

При присоединении электрона к атому освобождается энергия, равная сумме энергии A и кинетической энергии электрона $mv^2/2$. Эта энергия может быть удалена в виде фотона или другими путями.

Вероятность присоединения (прилипания) электронов к атомам и молекулам β невелика. Приближенные оценки, основанные на сравнении времени взаимодействия электрона и атома и времени жизни атома в возбужденном состоянии дают величину порядка 10^{-7} . Экспериментальные величины β для различных веществ находятся в области 10^{-4} до 10^{-8} .

Отрицательные ионы водорода H^- используются в перезарядных электростатических линейных ускорителях, что дает возможность удвоить энергию ускоренных частиц в этих установках.

3.1.7. Ступенчатая ионизация

Ступенчатая ионизация происходит в два этапа. Вначале при первом столкновении электрона и атома **образуется возбужденный атом**, а затем при втором столкновении с электроном возбужденный атом **превращается в положительный ион**:



Несмотря на большое значение этого процесса для электрических разрядов с большой плотностью тока, данных по ступенчатой ионизации имеется немного. Теоретические работы по ступенчатой

ионизации электронами, а также данные, полученные из экспериментальных работ, позволяют сделать вывод, что величины сечений этого процесса приблизительно на порядок превышают сечения прямой ионизации.

3.2. Рекомбинация

При электрическом разряде в газе любому прямому процессу можно подобрать обратный. Типичными примерами таких процессов являются *ионизация* и *рекомбинация*. Образовавшиеся заряженные частицы, электроны и ионы, не уничтожаются при первых столкновениях, более того, вероятность рекомбинации оказывается весьма малой. **Наличие разноименных зарядов является условием необходимым, но недостаточным для рекомбинации.** Малая вероятность рекомбинации обусловлена необходимостью выполнения законов сохранения энергии и импульса.

Трудности процесса рекомбинации можно проиллюстрировать примером **взаимодействия положительного иона и электрона**. Значительное взаимодействие между этими частицами происходит в пределах сферы радиуса $r \sim 10^{-7}$ см (область сильного поля). Если электрон движется через эту сферу, имея скорость около 10^7 см/с, то время взаимодействия иона и электрона окажется порядка 10^{-14} с. В процессе рекомбинации электрон должен попасть на нормальный или на один из возбужденных уровней атома, при

этом освобождается энергия $E_1 = eU_i + \frac{mv^2}{2}$ в первом случае или

$E_2 = e(U_i - U_e) + \frac{mv^2}{2}$ во втором случае. Для того чтобы процесс рекомбинации произошел, эта энергия должна быть отведена каким-нибудь из способов.

Если **выделяющаяся энергия удаляется фотоном**, то процесс называется *рекомбинацией с излучением*. В этом случае энергии E_1 или E_2 идут на возбуждение атомов, которые находятся время τ в возбужденном состоянии и далее происходит спонтанное излучение этих атомов.

Сопоставим среднее время жизни атомов в возбужденном состоянии со временем взаимодействия электрона и иона. Среднее

время жизни атома в возбужденном состоянии составляет $\tau = 10^{-8}$ с, а время взаимодействия в нашем примере $t = 10^{-14}$ с. Вероятность рекомбинации весьма приблизительно можно оценить определением отношения времени t и τ , которое составляет 10^{-6} . Таким образом, этот процесс при взятой скорости электрона является маловероятным, но вероятность должна расти с уменьшением средней энергии электронов и соответственно их температуры T_e .

Рекомбинационное свечение наблюдается на опыте. В этом случае у основной спектральной линии, энергия которой соответствует eU_i или $e(U_i - U_e)$ появится «хвост» со спадающей интенсивностью в сторону больших частот. Это можно объяснить наличием у электронов кинетических энергий с любыми значениями, поскольку электроны до рекомбинации были свободными, а энергии их не квантованы.

Более вероятным процессом является рекомбинация, при которой **выделяющаяся энергия используется на внутренние процессы в молекуле**, например на *диссоциацию*.

Энергия, выделяющаяся при рекомбинации, может быть также **передана третьему телу**. В случае столкновения положительного иона одновременно с двумя электронами, один из электронов рекомбинирует, а второй уносит избыточную энергию. Для того чтобы процесс рекомбинации с участием третьего тела имел заметную интенсивность, должна быть высокая концентрация заряженных частиц в плазме, при которой в область сильного поля иона могут попасть одновременно два электрона.

Рекомбинация положительного и отрицательного иона является процессом, имеющим вероятность на несколько порядков большую, чем рекомбинация иона и электрона. Это связано с тем, что относительная скорость ионов много ниже, чем скорость электрона и иона, а третьими телами, отбирающими энергию, выделяющуюся при рекомбинации, являются атомы и молекулы, которых при средних и высоких давлениях газа достаточно много.

Вероятность рекомбинации увеличивается с уменьшением относительной скорости ионов. Что же касается давления газа, то его возрастание увеличивает эту вероятность, так как улучшаются условия передачи энергии третьим телам – атомам и молекулам, а также замедляются сами ионы перед столкновением. Однако при очень высоком давлении сближение ионов затрудняется из-за по-

нижения подвижности, и вероятность рекомбинации ионов вновь падает. Таким образом, вероятность рекомбинации в зависимости от давления имеет максимум, который лежит обычно в области около 1000 мм рт.ст.

Ход процесса рекомбинации можно определить системой уравнений. Если в начальном состоянии в промежутке имеются заряженные частицы, концентрации которых равны, и в ходе рекомбинации дополнительного образования частиц не происходит, то процесс описывается следующим уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha_e n_e n_+ = -\alpha_e n^2, \quad (3.5)$$

где n_e и n_+ – концентрации электронов и ионов, $n_e = n_+ = n$; α_e – коэффициент рекомбинации электронов и положительных ионов, который определяется средней величиной произведения эффективного сечения процесса и относительной скорости рекомбинирующих частиц, $\alpha_e = \overline{v q_p(v)}$. Если коэффициент α_e в ходе процесса остается постоянным, то уравнение (3.5) имеет следующее решение:

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha_e n_0 t},$$

где n_0 – начальная концентрация электронов и ионов.

Ступенчатая рекомбинация происходит с дополнительным процессом – образованием отрицательных ионов при взаимодействии электронов с атомами и молекулами.

Уравнения ступенчатой рекомбинации:

- для положительных ионов

$$\frac{dn_+}{dt} = -\alpha_e n_+ n_e - \alpha_{\pm} n_+ n_-; \quad (3.6)$$

- для электронов

$$\frac{dn_e}{dt} = -\alpha_e n_+ n_e - \beta n_e n_a; \quad (3.7)$$

- для отрицательных ионов

$$\frac{dn_-}{dt} = \beta n_e n_a - \alpha_{\pm} n_+ n_- . \quad (3.8)$$

В этих уравнениях n_a – концентрация атомов и молекул, которые могут образовывать отрицательные ионы; $\alpha_{\pm}$ – коэффициент рекомбинации положительных и отрицательных ионов; β – вероятность, или коэффициент присоединения (прилипания) электронов к атомам. В электрических разрядах при условиях, которые встречаются достаточно часто, коэффициенты имеют следующие значения: $\alpha_e \sim 10^{-7} - 10^{-10}$, $\alpha_{\pm} \sim 10^{-6}$, $\beta \sim 10^{-4} - 10^{-8}$. Однако следует иметь в виду, что величины этих коэффициентов сильно зависят от скорости частиц, давления и природы газа.

На рис. 3.4 приведены графики изменения концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов, которые получаются при решении уравнений (3.6)–(3.8), если предположить, что в начальный момент отрицательные ионы в разрядном промежутке отсутствуют.

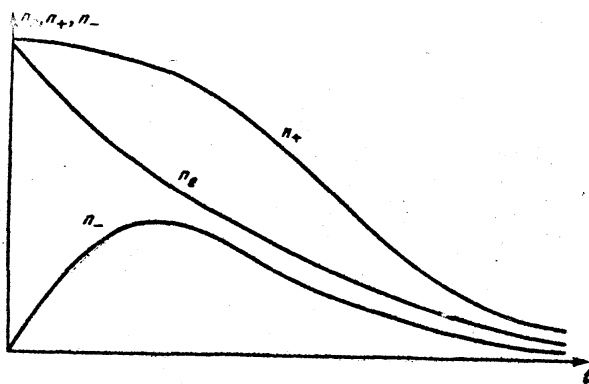


Рис. 3.4. Изменение концентраций электронов, ионов положительных и отрицательных в ходе рекомбинации

В электрических разрядах при низких давлениях большую роль играет также **рекомбинация на электродах и стенках**, ограничивающих прибор или установку.

К электродам заряженные частицы движутся под действием ускоряющего поля и там рекомбинируют [на анод при некоторых условиях электроны движутся и против поля – случай отрицательного анодного падения потенциала]. К стенкам электроны и ионы в

большинстве случаев движутся за счет амбиполярной диффузии (см. далее).

В обоих случаях поверхность твердого тела оказывается «третьим телом» и отбирает энергию, выделяющуюся при рекомбинации электрона и иона или двух ионов. Рекомбинация на электродах и стенках особенно важна в диапазоне давлений 10^{-1} – 10^{-6} мм рт.ст., как, например, в импульсных водородных тиратронах.

Для некоторых приборов, основанных на сверхвысокочастотном электрическом разряде в газе, очень важна не столько *деионизация*, сколько *деэлектронизация*, т.е. быстрый уход электронов из разрядного промежутка на стенки прибора или их превращение в отрицательные ионы, что достигается соответствующей конструкцией прибора и добавлением примеси электроотрицательного газа или пара (например, водяных паров).

3.3. Хаотическое и дрейфовое движение электронов и ионов. Подвижность

При движении в среде газа электроны и ионы претерпевают многочисленные соударения с молекулами, что способствует хаотичности их движения.

Однако наряду с *хаотическим движением* при наличии электрического поля происходит постепенное смещение заряженных частиц в направлении поля. Если соударений очень много, т.е. давление газа очень велико, а электрическое поле достаточно мало, то может возникнуть движение носителей в постоянном поле с постоянной направленной скоростью, которое называют *дрейфом*.

3.3.1. Дрейфовая скорость и подвижность

Отношение *дрейфовой скорости* u к полю E называется *подвижностью* носителей:

$$\mu = \frac{u}{E}. \quad (3.9)$$

При чисто дрейфовом движении подвижность является константой, характерной для данного газа.

Приближенный вывод формулы для средней дрейфовой скорости можно сделать при следующих предположениях:

1. Заряженные частицы и атомы соударяются как упругие шары.
2. После соударения заряженная частица начинает движение с нулевой скоростью.
3. Хаотическое движение преобладает над направленным ($v \gg u$, где v – средняя скорость теплового движения).

График изменения дрейфовой скорости u заряженной частицы на отрезках, равных средней длине свободного пробега λ , показан на рис. 3.5.

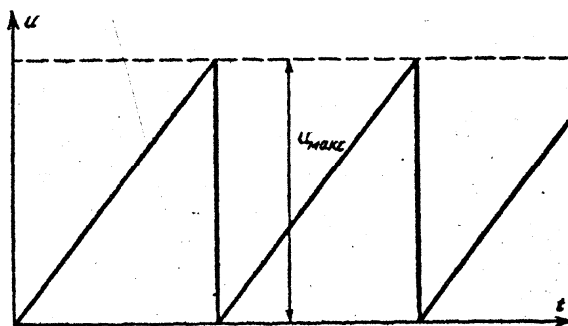


Рис. 3.5. График изменения дрейфовой скорости при столкновениях иона с атомами.

Импульс силы за время Δt между соударениями равен количеству движения, полученному заряженной частицей

$$eE\Delta t = mu_{\text{макс}} = 2mu. \quad (3.10)$$

Поскольку $v \gg u$, то время Δt между соударениями целиком определяются хаотической скоростью v и, таким образом, $\Delta t = \frac{\lambda}{v}$.

Подставляя величину Δt в формулу (3.10), получаем

$$u = \frac{e\lambda}{2mv} E,$$

или для подвижности имеем

$$\mu = \frac{e\lambda}{2mv}. \quad (3.11)$$

Из-за сравнительно грубых приближений расхождения численных результатов, полученных по формуле (3.11), с результатами опытов велики.

Более строгая теория Ланжевена для ионов, построенная на том же предположении, что частицы соударяются как упругие шары, учитывает распределение длин свободных пробегов ионов, их распределение по скоростям, а также сохранение ионом при соударении с молекулой части скорости в первоначальном направлении.

Согласно этой теории подвижность составляет

$$\mu = a \frac{e\lambda_{\text{и}}}{m_{\text{и}} \langle v_{\text{и}} \rangle} \sqrt{\frac{m + m_{\text{и}}}{m}}.$$

Здесь $a = 0,815$ при среднеквадратичной скорости $\langle v_{\text{и}} \rangle$; m – масса молекулы; $m_{\text{и}}$ – масса иона; $\lambda_{\text{и}}$ – в данном случае длина свободного пробега иона, подсчитанная газокинетическим способом:

$$\lambda_{\text{и}} = \frac{1}{\pi N D_{12}^2}, \text{ где } N - \text{число молекул в единице объема, а } D_{12}^2 -$$

сумма радиусов молекулы и иона. Сравнение этой идеальной с точки зрения гипотезы о столкновении упругих шаров теории с результатами опыта показывает, что эта формула имеет ряд недостатков. Вычисленные значения во всех случаях в 3–4 раза превышают значения, найденные из опыта. Одним из источников ошибок было допущение о равенстве длин свободных пробегов ионов и молекул одного рода. По-видимому, имеется какой-то неучтенный механизм, значительно уменьшающий длину свободного пробега иона. Этим механизмом оказалось действие *поляризационных сил*.

Ионы взаимодействуют с молекулами – диполями, если последние имеют собственный дипольный момент или поляризуют молекулы с нулевым начальным дипольным моментом. В обоих случаях возникает притяжение ионов к молекулам, что резко увеличивает частоту столкновений из-за увеличения сечения взаимодействия иона и молекулы по сравнению с газокинетическим сечением. При этом подвижность ионов резко сокращается.

В газах со значительным собственным дипольным моментом в некоторых случаях образуются тяжелые ионы, которые представляют собой комплексы ионов с тесно связанными с ними поляри-

зованными молекулами. Подвижность таких ионов резко уменьшается из-за сильного увеличения массы ионов и их размеров.

3.3.2. Подвижность ионов

Ланжевэн также построил более совершенную теорию подвижности, в которой действие поляризационных сил было учтено. Из этой теории получена следующая формула для подвижности:

$$\mu = \frac{A}{\sqrt{\rho(\epsilon - 1)}} \sqrt{\frac{m_{\text{и}} + m}{m_{\text{и}}}},$$

здесь ρ – плотность газа; ϵ – диэлектрическая проницаемость; m – масса молекулы; $m_{\text{и}}$ – масса иона; величина A – функция параметра λ_1 , определяемого выражением $\lambda_1^2 = \frac{8\pi p D_{12}^4}{(\epsilon - 1)e^2}$ (где p –

давление газов; D_{12} – сумма радиусов иона и молекулы).

Теории, основанные на учете поляризационных сил, объясняют независимость подвижности ионов от заряда иона и от температуры газа, а также дают значительно лучшее совпадение численных и экспериментальных результатов определения подвижностей.

Параллельно с развитием теории проводились многочисленные экспериментальные работы, которые позволили определить подвижность ионов многих газов и паров. Поскольку расчет подвижности не всегда дает надежные результаты из-за того что некоторые величины, входящие в расчетные формулы, известны недостаточно точно, в теории электрических разрядов в газах широко используются экспериментальные данные о подвижности ионов. Результаты определения подвижностей для некоторых типов ионов в собственном газе при 300°K и атмосферном давлении приводятся в табл. 3.1. Эти данные могут быть использованы для расчетов величин u .

Подвижность отрицательных ионов, как правило, несколько выше, чем положительных, так как эти ионы недостаточно устойчивы и после их распада в оставшейся части разрядного промежутка заряд переносится электронами.

Подвижность для положительных ионов остается постоянной только до определенной величины отношения E/p , после

чего начинает увеличиваться. Типичные примеры для ионов H_2^+ в водороде и ионов N_2^+ в азоте приведены на рис. 3.6. Постоянство подвижностей сохраняется приблизительно до $E/p = 20$ В/см мм рт.ст., после чего подвижность возрастает медленно для N_2^+ и более быстро для H_2^+ .

Таблица 3.1

Газ	Подвижность μ см ² /(В·с)
N ₂	2,70
He	10,8
Ne	4,3
Ar	1,63
Kr	0,94
Xe	0,65
H ₂	12,3

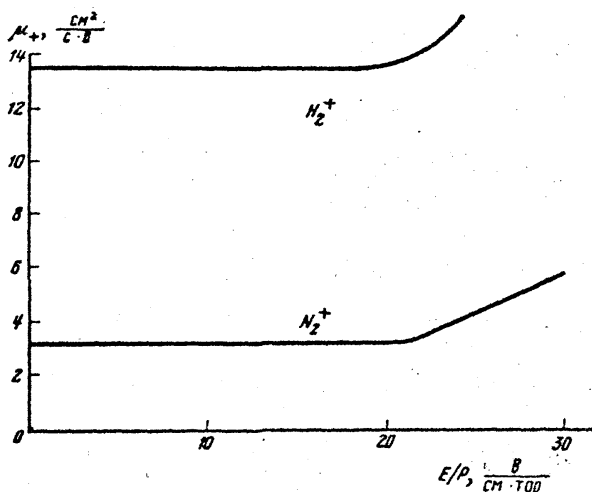


Рис. 3.6. Зависимость $\mu_+ = f(E/p)$ для водорода и азота.

При величинах E/p , приводящих к скоростям дрейфа ионов в десятки электрон-вольт, можно не считаться с возможностью образования тяжелых ионов (комплексов) или с действием поляризационных сил, но здесь сохраняется существенное влияние процесса перезарядки. Согласно теории Хирши при значительном увеличении E/p подвижность ионов вначале увеличивается, а затем вновь уменьшается.

3.3.3. Подвижность электронов

Приведенные соотношения для подвижностей в области очень малых величин E/p можно использовать и для электронов. Несмотря на то что обмен энергиями между электронами и молекулами протекает недостаточно интенсивно, при весьма частых столкновениях и очень малом электрическом поле и для электронов **может установиться дрейфовое движение в чистом виде**, т.е. движение в постоянном поле с постоянной скоростью. Подтверждением этого положения могут явиться экспериментальные результаты для дрейфовой скорости электронов при очень малых величинах E/p . Эти результаты показывают, что пропорциональность между величинами u и E/p (постоянство μ_e) сохраняется для инертных газов, азота и водорода в области до $E/p = 10^{-2}$ В/см мм рт.ст., а для N_2O , CO_2 , NH_3 , H_2O и CO эта область постоянства μ_e простирается до более высоких величин E/p , например для H_2O до $E/p = 10$ В/см мм рт.ст..

При увеличении E/p линейность зависимости $u = f(E/p)$ нарушается из-за того, что обмен энергиями между электронами и молекулами ухудшается и начинает появляться различие между температурами электронов и молекул газа. В этом случае появляется зависимость подвижности электронов от электрического поля E . Одну из хорошо известных для электронов форм зависимости можно получить, если использовать для μ_e соотношение

$$\mu_e = a_1 \frac{e\lambda_e}{m_e \langle v_e \rangle},$$

где $\langle v_e \rangle = \sqrt{3 \frac{kT_e}{m_e}}$ – среднеквадратичная скорость электронов.

Для электронной температуры можно использовать соотношение (2.16) $T_e = \frac{eE\bar{\lambda}}{3k\sqrt{m/M}}$, которое было получено для случая максвелловского распределения электронов по скоростям и $T_e \gg T_r$. Подставляя (2.16) в упомянутое соотношение для μ_e получаем:

$$\mu_e = a_1 \frac{e^{1/2} \lambda^{1/2}}{m^{1/4} M^{1/4} E^{1/2}} = a_2 \left(\frac{\lambda_e}{E} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.12)$$

Для направленной скорости u_e , учитывая, что $\lambda_e \sim 1/p$,

$$u_e = \mu_e E = a_2 (\lambda_e E)^{1/2} = a_3 \left(\frac{E}{p} \right)^{1/2}. \quad (3.13)$$

Эта зависимость величин u_e и E/p наблюдается на опыте для многих газов и паров для определенной области величин E/p . Поскольку картина движения электронов в газе в действительности более сложная, чем принято при выводе формулы (2.16) и при сравнительно низких величинах E/p уже появляются неупругие удары (например, в молекулярных газах возбуждаются колебательные уровни энергии), то не вся зависимость $u_e = f(E/p)$ подчиняется соотношению (3.13). Более общим соотношением для зависимости направленной скорости электронов от E/p является следующее:

$$u_e = \text{const} \left(\frac{E}{p} \right)^a,$$

причем a лежит в пределах от 0,5 до 1.

На рис. 3.7 приведены зависимости u_e от E/p для ряда газов в области больших величин E/p .

Приведем сравнение направленных скоростей для электронов и одного из типов положительных ионов, например H_2^+ , для одной и той же величины $E/p = 2 \text{ В/см}\cdot\text{мм рт.ст.}$. Согласно рис. 3.7 $u_e = 1,3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$; для H_2^+ согласно табл. 3.1 $\mu_+ = 12,3 \text{ см}^2/\text{с}\cdot\text{В}$. Если выбрать $p = 760 \text{ мм рт.ст.}$, то $E = (E/p) \cdot p = 2 \cdot 760 = 1520 \text{ В/см}$, а для направленной скорости $u_+ = \mu_+ E = 12,3 \cdot 1520 = 1,87 \cdot 10^4 \text{ см/с}$. Таким образом, для одного и того же газа (водорода) **направленная скорость электронов на два порядка превосходит направ-**

ленную скорость ионов. Для некоторых газов это различие доходит до трех порядков.

При расчетах времени движения заряженных частиц в среде газа широко используются не только величины подвижностей, но и непосредственно экспериментальные зависимости скоростей направленного движения u от отношения E/p для электронов и ионов, которые широко представлены в литературе по электрическим разрядам в газах.

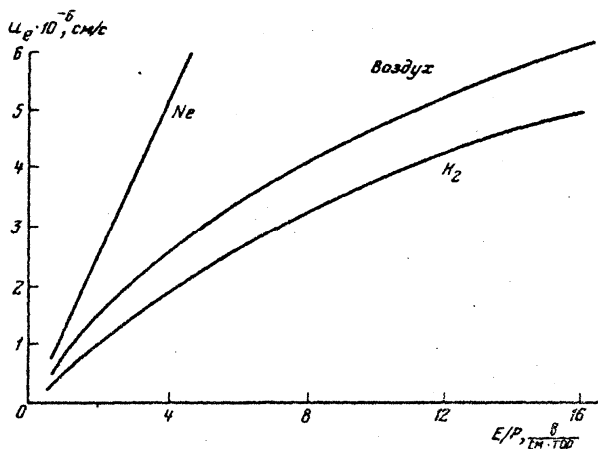


Рис. 3.7. Зависимость $U_e = f(E/p)$ для некоторых газов

3.4. Диффузия

Диффузия заряженных и нейтральных частиц играет большую роль при электрических разрядах в газах. Ионизированный газ можно рассматривать как смесь нейтрального невозбужденного, электронного, ионного и нейтрального возбужденного газов. Каждый из этих газов обладает своей концентрацией и парциальным давлением. При нарушении постоянства концентрации одного или нескольких компонентов смеси возникают соответствующие диффузионные потоки в направлении к области с меньшей концентрацией частиц. Диффузия, протекающая в безграничном пространстве, называется *свободной*.