

ся в потенц. яме (рис. 1, а). При включении электрич. поля напряжённостью E к нач. потенц. энергии электрона $V_0(x)$, находящегося в точке x , добавляется потенц. энергия eEx , где e — заряд электрона. Вследствие этого потенц. яма становится асимметричной — с одной её стороны образуется потенц. барьер конечной ширины

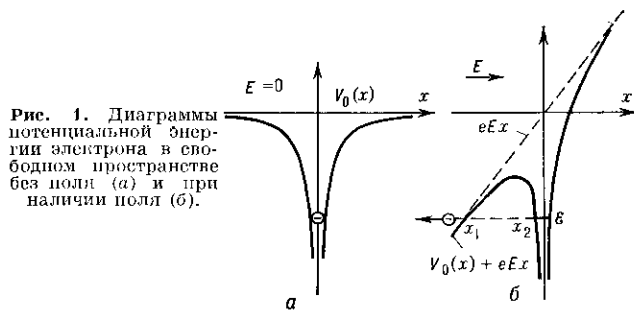


Рис. 1. Диаграммы потенциальной энергии электрона в свободном пространстве без поля (а) и при наличии поля (б).

x_1x_2 (рис. 1, б), сквозь к-рый электрон может «просочиться», т. е. будет иметь место *туннельный эффект* и будет возможна ионизация с нижнего (основного) уровня атома.

Вероятность $W(V, \mathcal{E})$ туннелирования электрона сквозь потенц. барьер определяется ф-лой:

$$W(V, \mathcal{E}) = \exp \left\{ -\frac{4\pi}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m[V(x) - \mathcal{E}]} dx \right\},$$

где $V(x) = V_0(x) + eEx$ и \mathcal{E} — соответственно потенц. и полная энергия электрона, m — его масса. Вероятность туннелирования $W(V, \mathcal{E})$ резко увеличивается при уменьшении площади барьера над прямой x_1x_2 . Это происходит при увеличении напряжённости поля E или при повышении энергии электрона в атоме \mathcal{E} к-л. др. способами (напр., при туннелировании электронов с возбуждённых уровней). Так, вероятность И. п. атома водорода из осн. состояния достигает заметной величины лишь при $E \sim 10^8$ В/см, а из возбуждённых состояний — уже при $E \sim 10^6$ В/см. Экспериментально впервые обнаружена именно полевая ионизация возбуждённых атомов: в спектре испускания атомов водорода, находящихся во внеш. электрич. поле напряжённостью $\sim 10^6$ В/см, было обнаружено уменьшение интенсивности линий, связанных с квантовыми переходами электронов из наиболее высоких возбуждённых состояний в основное. Явление было объяснено тем, что И. п. возбуждённых атомов становится более вероятным процессом, чем их излучательный переход в основное состояние, и свечение этих линий затухает.



Рис. 2. Диаграмма потенциальной энергии электрона в сильном электрическом поле у поверхности металла.

Вероятность И. п. у поверхности металла оказывается значительно большей, чем в свободном пространстве при той же напряжённости поля, что обусловлено действием сил «изображения», снижающих потенц. барьер (см. *Шоттки эффект*). Однако И. п. возможна лишь

в том случае, когда расстояние атома от поверхности превышает нек-рое критич. расстояние $x_{кр}$. Это связано с тем, что при обычных темп-рах для осуществления туннельного перехода электрона в металл необходимо, чтобы осн. уровень энергии электрона в атоме был поднят электрич. полем хотя бы до уровня Ферми (см. *Ферми-энергия*) в металле (рис. 2). Если атом приблизится к поверхности на $x < x_{кр}$, то уровень энергии электрона в атоме окажется ниже уровня Ферми в металле и W резко уменьшится. С др. стороны, удаление атома от поверхности металла при $x > x_{кр}$ также приводит к резкому уменьшению W . Поэтому И. п. практически имеет место в пределах некоторой области вблизи $x_{кр}$. В рабочем режиме полевого ионного микроскопа полуширина этой зоны составляет 0,02—0,04 нм.

Явление И. п. применяется также при создании ионных источников для *масс-спектрометров*. Достоинством таких источников является отсутствие в них накалённых электродов, а также то, что в них удастся избежать диссоциации анализируемых молекул. Кроме того, с помощью таких ионных источников можно наблюдать специфич. хим. реакции, происходящие лишь в сильных электрич. полях.

Лит.: Мюллер Э., Понь Т., Автоионная микроскопия, пер. с англ., М., 1972; и х же. Полевая ионная микроскопия, полевая ионизация и полевое испарение, пер. с англ., М., 1980. А. Г. Паумович.

ИОНИЗАЦИЯ УДЕЛЬНАЯ (ионизирующая способность) — число пар разноимённых носителей электрич. заряда (пар ионов, пар электрон — дырка), создаваемых как непосредственно в столкновениях заряженной частицы (первичная И. у.), так и с учётом ионизации вторичными электронами (полная И. у.) на единице длины пути в веществе. И. у. характеризует ионизирующую способность частицы и измеряется по отклику детектора.

Первичная И. у. равна ср. числу ионизирующих столкновений частицы с атомами среды на единице длины пути (x в см). При релятивистских скоростях частиц первичная И. у. описывается выражением:

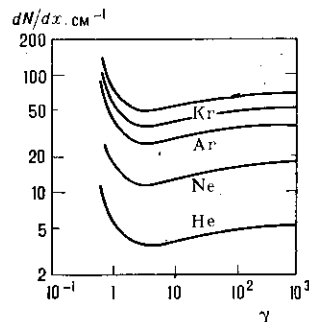
$$\frac{dN}{dx} = A_0 \frac{z^2}{\beta^2} \frac{Z}{A} \frac{\rho}{T} (B + \ln \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 - \Delta). \quad (1)$$

Здесь $A_0 = 0,1536$ МэВ $g^{-1} cm^2$, z — заряд частицы, $\beta = v/c$ (v — скорость частицы), $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ лоренц-фактор, Z и A — атомный номер и массовое число вещества, ρ — его плотность, T — величина (близкая к ионизационному потенциалу), $B = 9 - 11$ — константа вещества, Δ — поправка на поляризацию среды эл-маги. полем релятивистской частицы. В области высоких энергий первичная И. у. достигает минимума при $\gamma = 3 - 4$, испытывает логарифмический релятивистский подъём и выходит на т. н. плато Ферми при $\gamma \approx 1/h \omega_p$, где ω_p — плазменная частота среды (рис.). Флуктуации первичной И. у. подчиняются Пуассона распределению. Полная И. у. пропорциональна ионизационным потерям энергии частицы:

$$\frac{dN_p}{dx} = \left(-\frac{d\mathcal{E}}{dx} \right) W,$$

где W — ср. энергия, затрачиваемая на образование

Зависимость первичной удельной ионизации в инертных газах от $\beta\gamma$ для однозарядных релятивистских частиц (1 атм., 0 °C), верхняя кривая относится к Хе.



одной пары носителей заряда ($W \approx 30$ эВ в газах, $3 - 10$ эВ в ионных кристаллах).

Полная И. у. в несколько раз превышает первичную И. у. (см. табл.).