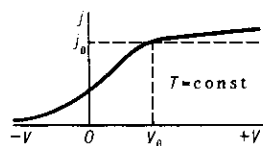


в соответствии с *Шоттки-эфф-фактом* (рис.). В сильных ($E > 10^6$ В/см) электрич. полях к Т.э. добавляется *авто-электронная эмиссия* (термо-автоэлектронная эмиссия).



Выражение для плотности тока насыщения j_0 в силу принципа детального равновесия может быть получено путём расчёта потока электронов из вакуума в эмиттер. В условиях термодинамич. равновесия этот поток должен совпадать с потоком электронов, вылетающих в вакуум. В предположении, что поверхность эмиттера однородна, внеш. поле мало, а коэф. отражения электронов от поверхности эмиттера в вакууме r в области энергий $\sim kT$ вблизи уровня вакуума слабо зависит от энергии и не слишком близок к единице, такой расчёт приводит к ф-ле (формула Ричардсона — Дешмана)

$$j_0 = AT^2 \exp(-\Phi/kT). \quad (*)$$

Здесь $A = A_0(1-\bar{r})$ (черта над r означает усреднение по энергиям электронов), $A_0 = 4\pi e k^2 m_e / h = 120,4$ А/см²·К², Φ — работа выхода электрона. Предположение о слабой зависимости r от энергии нарушается лишь в исключительных (но всё же реальных) случаях, когда уровень вакуума попадает внутрь одной из запрещённых зон в электронном спектре твёрдого тела или соответствует к.-л. др. особенностям в спектрах объёмных и поверхностных состояний. Работа выхода металлов слабо зависит от темп-ры (вследствие теплового расширения); обычно эта зависимость линейная: $\Phi = \Phi_0 + \alpha T$, $\alpha \sim 10^{-4} - 10^{-5}$ эВ/град; причём коэф. α может быть как положительн., так и отрицателен. По этой причине, однако, определяемые путём построения графика зависимости j_0/T^2 от $1/T$ в полулогарифмич. координатах (метод прямых Ричардсона) величины отличаются от Φ и A из ф-лы (*). Для большинства чистых металлов найденные т.о. значения A изменяются от 15 до 350 А/см²·К².

Влияние примесей и дефектов. Поверхностные примеси и дефекты даже при малой их концентрации ($\geq 10^{-2}$ монослоя) могут оказывать значит. влияние на термоэмиссионные свойства металлов и полупроводников и приводят к заметному разбросу значений работы выхода ($\geq 0,1$ эВ). К числу таких эмиссионно активных примесей относятся, напр., атомы щелочных и щёлочно-земельных элементов и их окислы. Возникающая при адсорбции атомов и молекул квантовохим. связь индуцирует перераспределение зарядов между адсорбируемыми атомами (адатомами) и собственными поверхностными атомами эмиттера. На больших расстояниях от адатома создаваемый этими зарядами потенциал может быть описан в терминах мультипольного разложения, т.е. в виде суммы дипольного, квадрупольного и т.д. потенциалов. Изменение работы выхода (дипольный скачок потенциала) определяется дипольными моментами $\Delta\Phi = 4\pi e N_s d$, где N_s — поверхностная концентрация адатомов, d — дипольный момент. При значениях d порядка неск. Д (1 Д = 10^{-18} ед. СГСЕ) уже малые кол-ва примесей ($N_s \approx 10^{12} - 10^{13}$ см⁻²), составляющие всего 0,1—0,01 монослойного покрытия, приводят к заметным изменениям работы выхода: $\Delta\Phi \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ эВ. Эмиссионно активные примеси как раз и характеризуются высокими значениями $d \sim 1 - 10$ Д; рекордные значения $d \sim 10$ Д соответствуют адсорбции цезия. Изменение работы выхода описывает усреднённое вдоль поверхности изменение потенциала. Микроскопич. структура индуцируемого адатомами вблизи поверхности потенциала сложна. В частности, на нек-рой части поверхности существует потенц. барьер, затрудняющий вылет в вакуум электронов с энергиями, близкими к пороговым. Однако в большинстве случаев $d \sim 1$ Д и при таких d барьеры туннельно проникаемы — «прозрачны». В этих случаях изменения связаны с квантовохимич. рассеянием и интерференцией электронов. Примеси и дефекты могут стимулировать перестройку поверхности, что также влияет на

эмиссионные свойства. Кроме адсорбции примесных атомов на поверхности, источниками её загрязнения могут служить процессы сегрегации и поверхностной диффузии, весьма эффективные при повыш. темп-рах. Для устранения неконтролируемого влияния загрязняющих примесей и получения воспроизводимых результатов при изучении эмиссионных свойств поверхностей необходимо производить измерения в условиях сверхвысокого вакуума ($\sim 10^{-9} - 10^{-10}$ мм рт.ст. (поток атомов из газовой среды на поверхность, создающий за 1 с монослойные покрытия, соответствует при комнатной темп-ре давлению $\sim 10^{-6}$ мм рт.ст.); при этом необходим контроль за составом и структурой поверхности с помощью совр. методов спектроскопии поверхности. Наилучшие объекты для изучения механизмов эмиссии — отд. грани монокристаллов переходных металлов, допускающие высокую степень очистки и отличающиеся высоким совершенством структуры поверхности.

Потенциал сил изображения (ПСИ), не являющийся электростатич. потенциалом и не удовлетворяющий *Пуассона уравнению* в вакууме, описывает потенц. энергию взаимодействия электрона с эмиттером. ПСИ даёт заметный вклад в работу выхода (≤ 1 эВ) и проявляется обычно на расстояниях от поверхности $z \leq 100$ А. Его особые свойства связаны с «кулоновским» видом зависимости от координат $V \sim z^{-1}$ (вплоть до расстояний от поверхности порядка межатомных). Движение электрона в поле такого потенциала оказывается существенно квантовым. При этом ввиду формальной аналогии анализу решений соответствующего ур-ния Шрёдингера и свойства самих решений близки к случаю обычного 3-мерного кулоновского потенциала. В частности, если электрон не может проникнуть внутрь эмиттера (в силу отсутствия там объёмных состояний с соответствующей энергией), то ПСИ индуцирует поверхностные состояния с кулоновоподобным спектром (состояния ПСИ). Если же электрон может покинуть уровень в результате того или иного процесса, но вероятность этого события мала (как это часто бывает в действительности), то поверхностные состояния становятся резонансными, а уровни энергии приобретают конечную ширину. Электроны, находящиеся в непрерывном спектре, двигаясь над потенц. ямой, «чувствуют» наличие в ней уровня связанного состояния с малой по сравнению с глубиной ямы энергией связи, если их энергия невелика (сравнима с глубиной залегающей ямы). В таком случае электрон за счёт эффектов многократного надбарьерного отражения может эффективно захватываться в область действия потенциала и рассеяние приобретает резонансный характер. Это явление приводит к резонансным осцилляциям в зависимости коэф. отражения от внеш. поля. Вероятность выхода в вакуум электрона, двигающегося изнутри твёрдого тела к его поверхности, связана с коэф. отражения соотношениями унитарности, являющимися квантовым аналогом принципа детального равновесия и обеспечивающими закон сохранения числа частиц. Поэтому в полевой зависимости тока Т.э. также наблюдаются слабые (но всё же заметные) осцилляции. В пределе слабых полей величина r и зависимость r от энергии существенно обусловлены видом потенциала.

Если потенциал достаточно быстро (быстрее, чем z^{-2}) стремится к своему асимптотич. значению, то r стремится к единице, а вероятность выхода электрона в вакуум обращается в нуль по закону $\epsilon_1^{1/2}$ вблизи порога эмиссии (ϵ_1 — часть энергии электрона относительно уровня вакуума, соответствующая движению электрона по нормали к поверхности, иначе говоря, нормальная компонента полной энергии электрона). В случае медленноизменяющихся с z потенциалов, к к-рым относится и ПСИ, их наличие не привносит дополнит. особенностей в энергетич. зависимость r вблизи уровня вакуума. Поэтому величина $(1-r)$ из ф-лы (*) в большинстве случаев оказывается не слишком малой. Лишь в случаях, когда эмиссия осуществляется в среде с малой характерной длиной экранирования поля, не превышающей величин ≤ 100 А (обычных для области действия ПСИ), r оказывается близким к единице.