

## Оглавление

21) ФЕЕ напівпровідників.....	2
22. Розподіл електронів по енергіям. Фотоелектронна спектроскопія. ....	4
23) ВЕЕ. Основні характеристики. Особливості ВЕЕ у діелектриків .....	12
24. Особливості вторинної електронної емісії напівпровідників та діелектриків .....	16
28. Поверхнева іонізація та нейтралізація іонів на поверхні. Залежність від температури. ....	19
29. Іонно-електронна емісія .....	24
30. Іонно-електронна емісія та ВЕЕ. Спільні риси та відмінності.....	33

## 21) ФЭЕ напівпровідників.

Для напівпровідників квантовий вихід  $\gamma$  майже такий, тобто  $0.2 \div 0.3$  ел/фот, але у видимій області спектру та в області ближнього ультрафіолету. Тому на практиці напівпровідникові фотокатоди й використовуються.

Розглянемо особливості фотоелектронної емісії з напівпровідників. Першою такою особливістю є той факт, що в зоні провідності дуже мало електронів. Тому, коли фотоелектрон прямує скрізь цю зону, він дуже мало втрачає своєї енергії й виходить у вакуум. Цим й забезпечується високий квантовий вихід  $\gamma$ . Друга особливість полягає в тому, що термоелектронна робота виходу фотокатода не є рівною фотоелектронній роботі виходу. Розглянемо це детальніше. Ось приклад власного напівпровідника:

$$e\varphi = \xi + \chi \approx \frac{Q}{2} + \chi \quad - \text{термоелектронна робота виходу.}$$

$h\nu - (Q + \chi) = 0$  - це рівняння описує умови виходу фотоелектрону у вакуум.

$$e\varphi_{\phi} = Q + \chi, \text{ а } e\varphi_m = \frac{Q}{2} + \chi, \text{ тобто } e\varphi_{\phi} > e\varphi_m$$

Тепер розглянемо донорний напівпровідник:

$$e\varphi_{\phi} = Q + \chi, \text{ тобто так само як у власного напівпровідника, } e\varphi_m = \frac{Q}{2} + \chi. \text{ Як бачимо,}$$

для цього випадку теж  $e\varphi_{\phi} > e\varphi_m$  й набагато. Крім того у напівпровідників є три червоні границі фотоефекту  $h\nu_{01} = Q + \chi$ ,  $h\nu_{02} = \chi$ ,  $h\nu_{03} = q + \chi$

Третя червона границя потребує пояснення. Ця границя зв'язана з так званим екситонним поглинанням. Екситон виникає при  $h\nu$  такому, коли електрон валентної зони може досягти тільки області дна зони провідності. Час життя екситону  $10^{-5} \div 10^{-7}$  с. Після рекомбінації цієї пари (електрон-дірка), тобто після зникнення екситону випромінюється фотон. Цей фотон вибиває електрон з донорного рівня і той потрапляє у вакуум.

Третя особливість у тому, що напівпровідники мають іншу функцію розподілу фотоелектронів за енергіями, ніж фотоелектрони металу. Основна відзнака енергетичних спектрів напівпровідника - велика кількість форм цих кривих.

Домішкові напівпровідники мають ще більш складну форму й навіть в наш час деякі з них ще не мають однозначної інтерпретації. Взагалі це ясно, чому є третя особливість - бо є друга особливість.

Четверта особливість - напівпровідники мають ще й внутрішній фотоефект. Він має прояв у зростанні електропровідності напівпровідника. Червона границя внутрішнього фотоефекту -

$$h\nu_0 = Q, \text{ де } Q - \text{ширина забороненої зони.}$$

Чисті метали у зв'язку з малим квантовим виходом використовуються як фотокатоди дуже мало. Їх ставлять в прилади тільки в особливих випадках. Найбільш поширені напівпровідникові сполуки елементів I та VI, I та V груп таблиці Менделєєва. На основі сполук першого типу розроблено киснево-срібляно-цезієвий фотокатод, а на основі сполук другого типу було створено три типи фотокатодів: сур'мяно-цезієвий, вісмутно-срібляно-цезієвий та багато лужний. Розглянемо деякі з них.

I. O-Ag-Cs фотокатод.

О-Аg-Cs фотокатод має таку спектральну характеристику. Як бачимо, вона «двогорба». Перший пик (короткохвильовий) лежить в області ультрафіолету. Другий у видимій області. Ця область достатньо широка, що непогано для практиків. Червона границя знаходиться при  $1200 \div 1500 \text{ \AA}$ . За багато років існування цих фотокатодів було дуже багато пропозицій щодо їх механізму емісії. Але мабуть найбільш реальним є таке уявлення: фотокатод-це оксид цезію, в якому знаходяться дисперговані частинки срібла. Фотоемісія в області довгохвильового максимума забезпечується фотоефектом з частинок срібла, вкритих оксидом цезію. Фотоефект поблизу червоної границі забезпечується емісією електронів з атомів цезію. В області короткохвильового максимуму фотоемісія електронів зв'язана з фотоефектом з  $\text{Cs}_2\text{O}$ .  $\chi = 0.5 \text{ eV}$ ,  $q = 0.5 \text{ eV}$ ,  $Q = 2 \text{ eV}$ ,  $e\phi_\phi = 0.75 \text{ eV}$  - найбільш низька робота виходу для термоелектронів.

## II Сур'мяно-цезієвий фотокатод- $\text{Cs}_3\text{Sb}$

Поверхня сурми обробляється паром Cs. При цьому, скоріш за все, утворюється  $\text{CsSb}_3$ , а на ньому ще й плівка цезію. Спектральна характеристика цього катоду наведена вище(разом з такою ж характеристикою киснево-срібляно-цезієвого катоду).  $\text{CsSb}_3$  має напівпровідникові властивості. Провідність його р-типу. Фотострум забезпечує перехід фотоелектронів з валентної зони  $\text{CsSb}_3$  безпосередньо у вакуум. В зв'язку з тим, що в зоні провідності майже не має електронів, цей тип фотокатодів достатньо ефективний -  $\gamma = 30\%$ . Це дуже гарний показник!

## 22. Розподіл електронів по енергіям. Фотоелектронна спектроскопія.

### 4.2. Распределение фотоэлектронов по энергиям.

#### Проверка закона Эйнштейна

Выражение (4.5) показывает, что энергия электронов, покинувших металл, зависит от их энергии до поглощения фотона и от потерь энергии на пути к поверхности металла. Таким образом, экспериментальное изучение распределения фотоэлектронов по энергиям может дать интересную информацию как о характере распределения электронов по энергиям в металле, так и о видах и интенсивности потерь энергии электронами, поглотившими фотон. Наиболее распространенным методом исследования распределения фотоэлектронов по энергиям является *метод тормозящего поля*. С помощью этого метода измеряют фототок с катода на коллектор, имеющий отрицательный потенциал относительно катода,  $U_{\text{кол}}$ .

Следует, однако, сделать одно замечание. Если исследовать распределение электронов по энергиям в диоде с плоскими электродами, то условием достижения фотоэлектронами коллектора будет неравенство  $\frac{m_e v_x^2}{2} \geq |eU_{\text{кол}}|$ . То есть при использовании плоских электродов измеряется распределение не полной энергии электронов, а только ее части  $\frac{m_e v_x^2}{2}$ , связанной с составляющей скорости, параллельной электрическому полю. Составляющие энергии  $\frac{m_e v_y^2}{2}$  и  $\frac{m_e v_z^2}{2}$  в процессе движения электронов между плоскими электродами не изменяются. Следовательно, нет возможности измерить полную кинетическую энергию фотоэлектронов. Академиком П.И. Лукирским и его сотрудниками в 20-х гг. XX в. метод тормозящего поля был усовершенствован. Ими предложено использовать сферическую геометрию электродов, причем фотокатод с малым радиусом находится в центре сферического коллектора с большим радиусом. То есть при выполнении условия  $\frac{r_{\text{кол}}}{r_k} \gg 1$  ошибка в измерении полной кинетической энергии электронов оказывается очень маленькой.

На рис. 4.1 представлена схема метода. Здесь 1 – стеклянная сферическая колба, в которой поддерживается высокий вакуум, 2 – источник света, 3 – слой серебра (коллектор), 4 – сферический фотокатод. При отрицательном потенциале коллектора относительно фотокатода поверхности коллектора достигнут только те фотоэлектроны, скорость вылета которых из катода удовлетворяет соотношению:

$$\frac{m_e v^2}{2} \geq |eU_{\text{кол}}|.$$

Изменяя разность потенциалов между фотокатодом и коллектором, и измеряя фототок, получим вольтамперные характеристики, пример которых представлен на рис. 4.2. Здесь  $v_1 > v_2 > v_3$ .

Из вольтамперных характеристик следует, что: 1) фототок начинается при некотором отрицательном значении  $U_{\text{кол}}$  и затем возрастает, достигая максимального значения при  $U_{\text{кол}} > 0$ ; 2) чем больше частота света  $\nu$ , тем при больших отрицательных потенциалах  $U_{\text{кол}}$  возникает фототок. Однако фототок достигает максимума и переходит к насыщению при одном и том же значении напряжения  $U_{\text{кол}} > 0$ . Это связано с тем, что обычно работа выхода материала фотокатода меньше работы выхода материала коллектора, т.е. проявляется влияние так называемой «контактной разности потенциалов». Как известно, контактная разность потенциалов равна разности работ выхода электронов из материалов коллектора и катода:  $U_{\text{крп}} = e\phi_{\text{кол}} - e\phi_{\text{к}}$ . Таким образом, при нулевом показании вольтметра еще действует тормозящее поле, связанное с наличием  $U_{\text{крп}}$ . Поэтому истинный нуль располагается правее, а истинный задерживающий потенциал определяется соотношением:

$$U_{\text{кол.ист.}} = U_{\text{кол.изм.}} + U_{\text{крп}}. \quad (4.10)$$

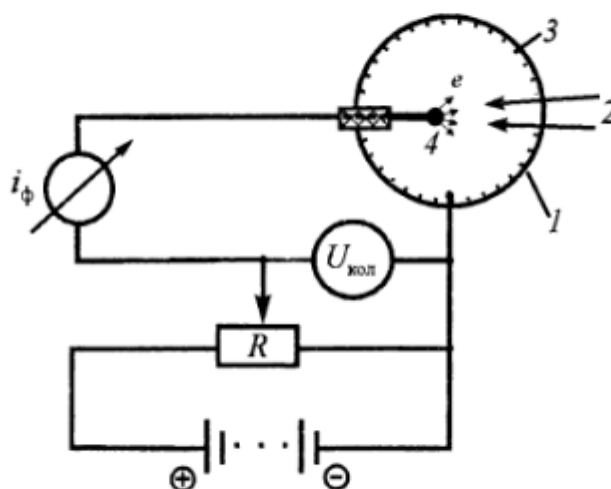


Рис. 4.1. Прибор Лукирского для измерения распределения фотоэлектронов по их полной энергии

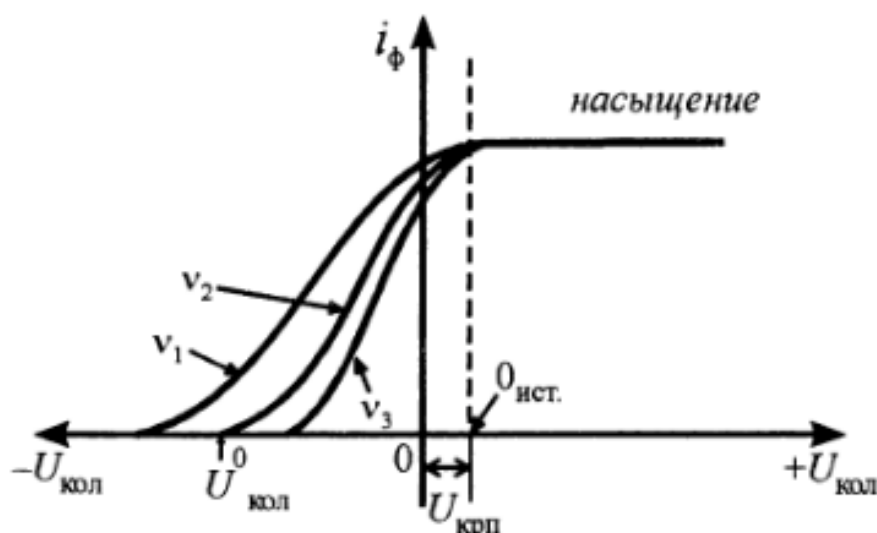


Рис. 4.2. Типичные вольтамперные характеристики диода с фотокатодом, снятые с помощью прибора Лукирского

Обозначим через  $U_{\text{кол}}^0$  истинное значение потенциала коллектора, при котором фототок уменьшается до нуля, то есть когда даже наиболее быстрые электроны не попадают на коллектор, так как отбрасываются тормозящим полем. Тогда

$$|eU_{\text{кол}}^0| = \left( \frac{m_e v^2}{2} \right)_{\text{max}} = h(\nu - \nu_0). \quad (4.11)$$

С уменьшением (по абсолютной величине) отрицательного потенциала коллектора все большее число электронов способно дойти до коллектора. Это вызывает рост фототока. При потенциале коллектора, соответствующем истинному нулю, все выходящие из катода электроны попадают на коллектор, и дальнейший рост тока прекращается.

Полученная вольтамперная характеристика на участке тормозящего поля представляет собой интегральную кривую распределения фотоэлектронов по энергиям. В самом деле, абсциссы этой кривой отражают энергию электрона, а фототок, отложенный по оси ординат, есть:

$$i_{\phi}(U_{\text{кол}}) = e \int_{W=eU_{\text{кол.ист.}}}^{W_{\text{max}}=0_{\text{ист.}}} dN(W), \quad (4.12)$$



где  $dN(W)$  – число эмитированных электронов с энергиями в интервале от  $W$  до  $W + dW$ . Таким образом, протекающий в приборе фототок  $i_\phi$  пропорционален числу электронов, энергии которых превышают величину  $W = eU_{\text{кол.ист.}}$ . Кривая  $i_\phi(U_{\text{кол}})$ , выражающая связь (4.12), называется *интегральной кривой распределения*. Чтобы получить обычную кривую распределения фотоэлектронов по энергиям, нужно продифференцировать графически интегральную кривую распределения, т.е. вольтамперную характеристику  $i_\phi(U_{\text{кол}})$ .

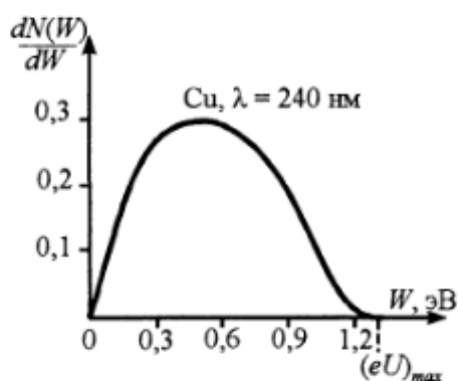


Рис. 4.3. Кривая распределения фотоэлектронов по энергиям для меди при монохроматическом освещении

Для примера на рис. 4.3 представлена кривая распределения фотоэлектронов по энергиям, полученная при освещении медного катода монохроматическим светом с длиной волны  $\lambda = 240$  нм. Как видно, максимальная энергия фотоэлектронов даже при освещении ультрафиолетовым светом лишь немного превышает 1 эВ, а наиболее вероятная энергия фотоэлектронов приблизительно вдвое меньше максимальной энергии. Примерно аналогично выглядят распределения и для других металлов. На рис. 4.4 приведены распределения фотоэлектронов по энергиям для калия, полученные при облучении светом с несколькими длинами волн. Видно, что уменьшение длины волны света, т.е. увеличение частоты световой волны, приводит к возрастанию максимальной энергии электронов. Одновременно увеличивается и наиболее вероятная энергия электронов, распределение электронов по энергиям расширяется в сторону больших энергий. При этом соотношение между наиболее вероятной и максимальной энергией электронов остается примерно постоянным. На кривой 4 наблюдается два максимума. Второй максимум связан с особенностями потерь энергии электронов, возбуждаемых на относительно больших глубинах более энергичными фотонами, при выходе электронов из металла к его поверхности.

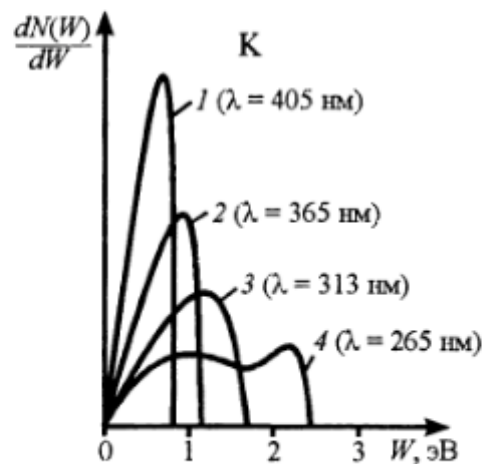


Рис. 4.4. Распределения фотоэлектронов по энергиям для калия

Из соотношения (4.11) следует, что измерение задерживающих потенциалов  $U_{\text{кол}}^0$  при нескольких значениях частоты света  $\nu$  и построение зависимости  $U_{\text{кол}}^0(\nu)$  должно дать прямую линию. На рис. 4.5 приведены экспериментальные данные для Al и Cu. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на прямые линии. Эти прямые пересекают ось абсцисс в точках, соответствующих частоте света  $\nu_0$ .

Таким образом, эти данные хорошо подтверждают закон Эйнштейна, согласно которому задерживающий потенциал  $eU_{\text{кол}}^0$ , при котором фототок прекращается, должен расти линейно с увеличением частоты света  $\nu$ . Более того,



угол наклона прямой позволяет экспериментально определить численное значение постоянной Планка:

$$h = \frac{eU_{\text{кол}}^0}{\nu - \nu_0} \quad (4.13)$$

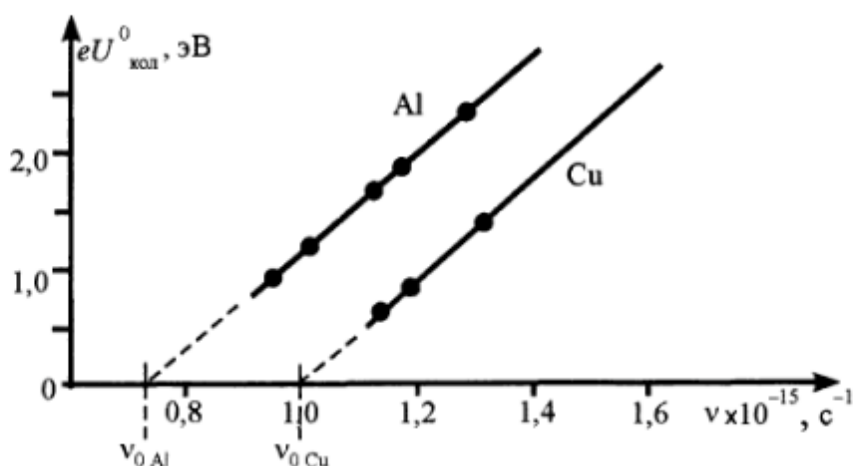


Рис. 4.5. Зависимости  $U_{\text{кол}}^0(\nu)$  для алюминия и меди

Обработка многочисленных экспериментальных данных дает:  $h = 6,61 \cdot 10^{-34}$  Дж·с. Это также превосходно подтверждает справедливость закона Эйнштейна.

Следует также отметить, что построение прямых линий, подобных представленным на рис. 4.5, и нахождение частоты  $\nu_0$  позволяет фотоэлектронным методом определять работу выхода. Действительно, из уравнения (4.7) следует:

$$\phi = \frac{h}{e} \nu_0 \quad (4.14)$$

Многочисленные исследования показали хорошее совпадение значений постоянной Планка и работы выхода металлов, полученных из измерений фотоэлектрическим методом, с величинами, получаемыми при использовании других методов. Это подтверждает правомерность приложения квантовой теории к объяснению природы фотоэлектронной эмиссии.

## 1. Розподіл фотоелектронів за енергіями. Фотоелектронна спектроскопія.

Ценную информацию о механизме фотоэффекта могут дать результаты исследований по энергетическим распределениям фотоэлектронов. Эти исследования проводились либо методом отклонения в магнитном поле, либо методом задерживающего потенциала. Как показали еще ранние исследования в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, энергетический спектр фотоэлектронов эмитированных массивными металлами непрерывен и занимает область от нуля до некоторого максимального значения  $E_{\max}$ , определяемого соотношением Эйнштейна. Было показано, что при  $h\nu$ , близких к  $h\nu_0$ , энергетический спектр фотоэлектронов слабо зависит от природы металла. Он изображается плавной кривой с максимумом рис. С ростом  $h\nu$  постепенно увеличивается относительное число медленных электронов, но общий характер кривой сохраняется (см. рис 7. Кривые 1, 2 и 3).

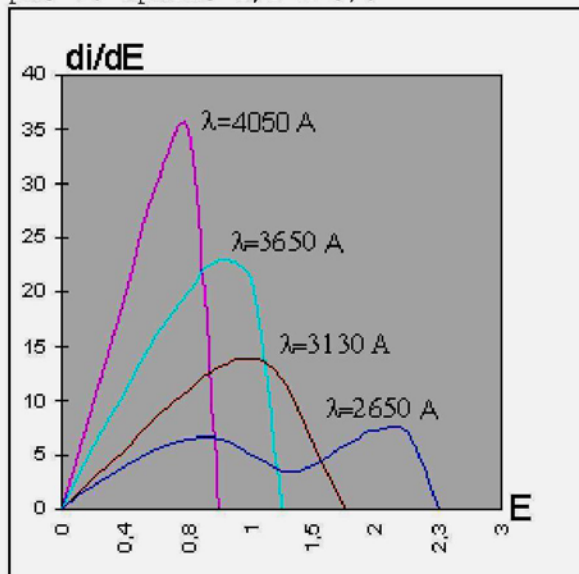


Рис 7.

Начиная с некоторого значения  $h\nu$ , характер кривых распределения усложняется, значительно возрастает относительная доля медленных электронов и существенно уменьшается количество фотоэлектронов с энергиями и близкими к ним. Для К, например, такое изменение энергетического спектра по наблюдается при  $h\nu \sim E$

1. Появление большого относительного количества медленных электронов в спектре фотоэлектронов при достаточно больших  $h\nu$  объясняется обычно несколькими возможными причинами:

- 1) Большими потерями энергии, связанными с возбуждением фотоэлектронами при их движении к поверхности плазменных колебаний
- 2) Потерями энергии при взаимодействии с электронами проводимости, превращающими быстрые внутренние первичные фотоэлектроны в медленные; некоторые из возбужденных электронов проводимости также принимают участие в фотоэмиссии в качестве медленных фотоэлектронов; таким образом, при этом механизме один поглощенный фотон достаточной энергии может способствовать возникновению двух медленных фотоэлектронов;
- 3) Одновременном возбуждении при поглощении одного кванта излучения двух электронов; в этом случае, как и в предыдущем, некоторые из фотонов достаточной энергии могут создавать два фотоэлектрона. Энергетический спектр фотоэлектронов по данным подтвержденным в последние годы в работе, также существенно меняется при переходе к очень тонким металлическим пленкам. Так, согласно при  $h\nu=3,38 \text{ эВ}$  энергетический спектр электронов для пленки толщиной в 8 атомных слоев заметно отличается от такового для пленки толщиной 40 атомных слоев рис. 8

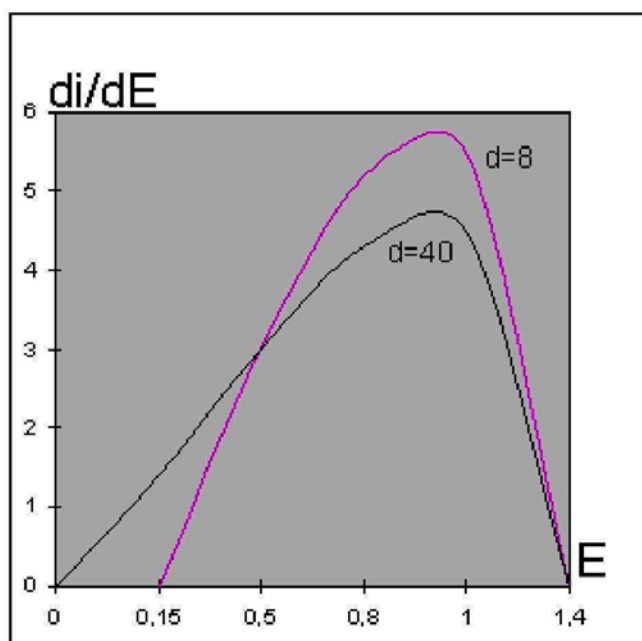


Рис 8

Для тонких пленок количество медленных электронов уменьшается и возрастает число электронов с энергиями, близкими к максимальной, так как потери энергии, приводящие к превращению быстрых фотоэлектронов в медленные, на более коротком пути к поверхности в тонком фотокатоде уменьшаются.

Вопросы о виде спектральных характеристик фотокатодов, о распределении фотоэлектронов по энергиям и о температурной зависимости фототока лежат вне рамок первоначальной теории Эйнштейна. Рассмотрение их требует уточнения теории фотоэффекта. Решение задачи построения такой детальной теории принципиально должно было бы вестись по следующему плану: прежде всего следует

выяснить при данной температуре  $T$  распределение электронов в металле по различным состояниям; далее, выяснить вероятность поглощения электроном, находящимся в некотором состоянии, фотона частоты  $\nu$  и определить состояние, в

которое электрон при этом переходит. Затем требуется найти функцию распределения возбужденных электронов по состояниям. Далее следует определить для электронов, возбужденных в глубине металла, вероятности прохождения ими пути

от места возбуждения до поверхности, а также потери энергии на этом пути. Затем

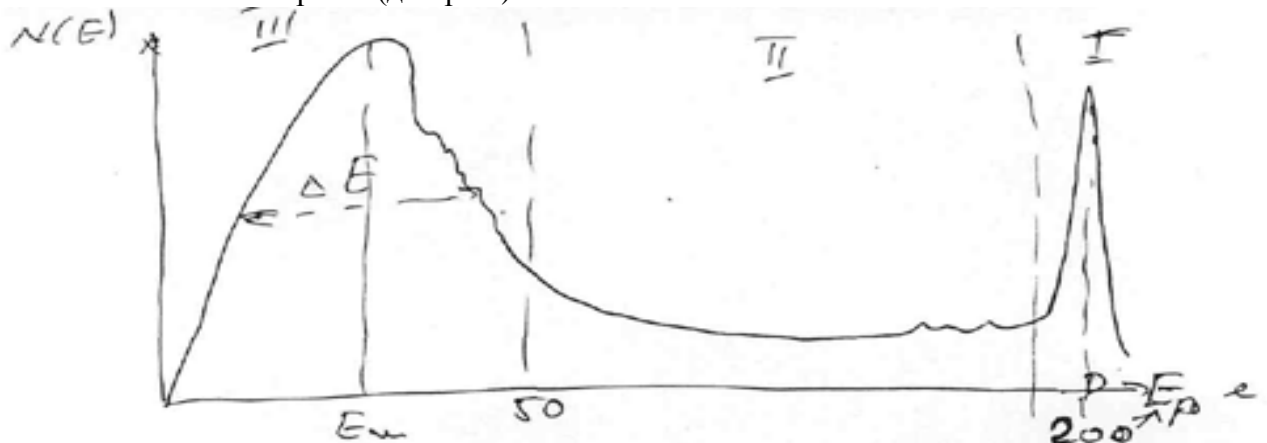
надо найти выражение для потока электронов с данной энергией, падающих на потенциальный порог на границе металла, и определить вероятность прохождения ими через этот порог. Наконец, помножив число электронов с заданной энергией, падающих изнутри на  $1\text{ см}^2$  поверхности фотокатода за 1 сек, на вероятность выхода, можно найти для данной частоты фотоэлектронов с заданной

энергией вне металла (кривую распределения фотоэлектронов по энергиям). В заключение, интегрируя по всем энергиям, можно найти полный фототок как функцию  $T$

и  $\nu$  (спектральные характеристики для различных  $T$ )

## 23) ВЕЕ. Основні характеристики. Особливості ВЕЕ у діелектриків

Випромінювання електронів твердим тілом або рідиною при їх бомбардуванні пучком первинних електронів називається *вторинною електронною емісією (ВЕЕ)*. В потоці вторинних електронів, який йде з поверхні тіла, є три групи електронів: пружно відбиті первинні, не пружно відбиті первинні та істинно вторинні електрони. Тобто ми маємо справу з трьома явищами – пружним відбиттям електронів, не пружним відбиттям електронів та з істинно вторинною емісією. Розрізнити ці електрони в першому наближенні можна по їх енергіям (див.рис.).



На рисунку представлена функція розподілу електронів за енергіями при енергії пучка первинних електронів  $E_p = 200\text{eV}$ .

- I. група електронів – пружно відбиті первинні електрони
- II. група електронів – не пружно відбиті первинні електрони
- III. група електронів – істинно вторинні електрони

I група електронів, це первинні електрони, які після взаємодії з поверхнею майже не втратили своєї енергії.

II група – це первинні електрони, що втратили частину своєї енергії як безпосередньо на поверхні мішені, так і при їх русі у твердому тілі.

III група – істинно вторинні електрони, тобто це електрони мішені. Цих електронів найбільше. Інтервал енергії, в якому їх можна знайти  $0 < E < 50\text{eV}$ , *ширина цього енергетичного інтервалу не залежить від енергії первинних електронів  $E_p$ !* Однак, зрозуміло, що  $E_p$  повинно бути не менше  $50\text{eV}$ . Вона визначається фізикою процесів, що відбуваються в твердому тілі, коли в нього потрапляють електрони з зовнішнього середовища.

### Про механізм взаємодії первинних електронів з твердим тілом

#### I. Пружні зіткнення

- а) Коли  $E_p =$  одиницям eV ( $E_p \approx e\phi$  або навіть трохи більше  $e\phi$ ) первинні електрони відбиваються, як хвиля від потенціального бар'єру твердого тіла.
- б) Коли  $E_p$  вже сотні eV пружне відбиття забезпечує зіткнення первинного електрона з ядром атомів поверхні. Тут втрати енергії  $\Delta E$  вже мають місце, але дуже й дуже малі в порівнянні з енергією електронів ( $10 \div 200\text{meV}$ )

#### II. Не пружні зіткнення.

- а) З поверхневими та об'ємними плазмонами ( $\Delta E = 5\text{-}15\text{eV}$ )
- б) Внутрішньоатомні переходи

с) Іонізаційні втрати

Для металів та напівпровідників для області III  $E_m = 1.5 \div 3.5 \text{ eV}$ .  $\Delta E$  – ширина спектра цієї ділянки на  $\frac{1}{2}$  висоти  $\Delta E = 3 \div 10 \text{ eV}$ . Для діелектриків  $E_m \approx 1 \text{ eV}$ , а  $\Delta E = 1.5 \div 3 \text{ eV}$ . Таким чином, з металу випромінюються більш “гарячі” електрони ніж з діелектриків.

Зрозуміло, що при  $E_p < e\phi$  максимум істинно вторинних електронів зникає. Величину  $E_p^* \approx e\phi$  називають *порогом вторинної емісії металів*. Поріг ВЕЕ діелектриків  $E_p^* = \Delta E_z$ , де  $\Delta E_z$  – ширина забороненої зони. При  $E_p < \Delta E_z$  спектр має тільки електрони з енергією, близькою до  $E_p$ .

Кожна з розглянутих груп електронів має свої характеристики. Одна з них, це коефіцієнти, які описують кількісний бік явища.

$r = \frac{i_{np}}{i_1}$  - коефіцієнт пружного відбиття.

$i_{np}$  - струм пружно відбитих електронів.

$i_1$  - струм первинних електронів

$r \approx 1\%$  коли  $E_p = 10 \div 1000 \text{ eV}$

$\eta = \frac{i_{H.B.}}{i_1}$  - коефіцієнт непружного відбиття

$\eta = 1 \div 10\%$  коли  $E_p = 10 \div 1000 \text{ eV}$ .  $\eta$  не перевищує 50%.

$\delta = \frac{i_B}{i_1}$  - коефіцієнт істинної вторинної емісії. Для металів  $\delta \approx 0.4 \div 1.6$ . Для напівпровідників  $\delta \approx 1.0 \div 1.5$ .

$$\sigma = r + \delta + \eta$$

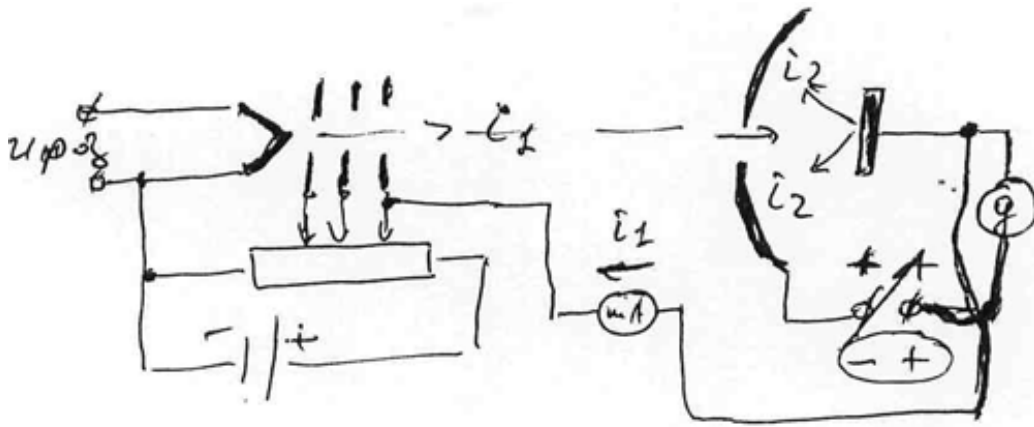
Повний коефіцієнт вторинної емісії електронів  $\sigma = \frac{i_2}{i_1}$ , де,  $i_2$  - повний струм

вторинних електронів.  **$\sigma$  залежить від природи тіла опромінюваного електронами, від структури його поверхні, від його агрегатного стану (тверде тіло або рідина), а також від його температури.**

*Крім того, вторинно – електронні властивості різних тіл визначаються параметрами пучка первинних електронів, та кутом падіння пучка на поверхню тіла.*

Експериментальне вивчення вторинної електронної емісії – це дослідження залежності коефіцієнтів  $r, \eta, \delta$  від усіх перерахованих вище факторів, які на них впливають. Для розуміння цих явищ дуже важливе значення має дослідження енергетичного спектру вторинних електронів.

Схема, за допомогою якої вивчається вторинна електронна емісія, має такий вигляд:



Це найпростіша схема. Крім того на ній умовно зображено підключення електронної гармати. В залежності від того які потенціали прикладено до колектора (позитивний або негативний) і якої величини, можна вимірювати різні струми, що йдуть з мішені. На базі цих струмів і визначаються коефіцієнти  $r, \eta, \delta$ . Енергетичний спектр вторинних електронів отримується шляхом графічного диференціювання експериментально знайденої кривої затримки.

Ширина цієї області залежить від моноенергетичності пучка електронів, а також від того, наскільки сильно *спотворює спектр електронів енергоаналізатор*. Наприклад, якщо перед колектором електронів немає сітки, то спотворення буде достатньо помітним. Справа в тому, що високоенергетичні електрони (а це електрони області I) будуть вибивати електрони з колектора, які й спотворюють  $i_2$  від зразка (мішені)

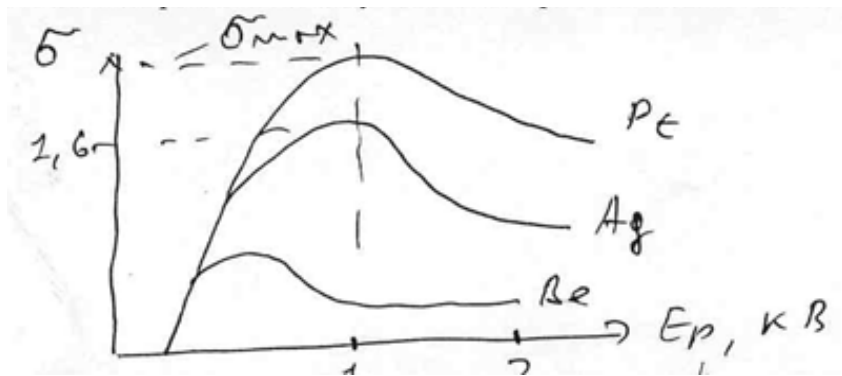
### **Розглянемо більш детально закономірності істинної вторинної електронної емісії.**

Основна характеристика явища істинної ВЕЕ, це залежність  $\delta = f(E_p)$ . Однак в літературі, здебільшого, наводять залежність повного коефіцієнту ВЕЕ  $\sigma = f(E_p)$ . Для усіх речовин, що були вивчені, ця залежність має вигляд (це як приклад, бо вивчали дуже й дуже багато речовин). До речі, залежність  $\delta = f(E_p)$  має таку ж саму форму. Абсолютні значення, зрозуміло, можуть відрізнятися й помітно.

Для оцінки ВЕЕ порівнюють, частіше за все,  $\sigma_{\max}$ ,  $E_{p\max}$  для яких  $\delta_{\max} = 0,5 \div 1,8$ , а  $E_{p\max} = 0,2 \div 0,9$  кеВ. Для напівпровідників  $\delta_{\max} = 1 \div 1,5$ ,  $E_{p\max} = 0,3 \div 0,8$  кВ. У фотокатодів  $\sigma = 30 \div 40$ . Якісний хід залежності  $\delta(E_p)$ , тобто наявність на цій залежності максимуму, можна пояснити таким чином. При падінні на поверхню твердого тіла первинних швидких електронів, частина їх відбивається без втрат енергії (пружне відбиття). Основна ж їх частина проникає у тверде тіло. Рухаючись в твердому тілі електрони втрачають свою енергію, в основному на збудження електронів твердого тіла в більш високі енергетичні стани. При цьому відбувається зміна напрямку руху, тобто електрони розсіюються. Процеси розсіювання призводять до того, що деякі електрони починають рухатись до поверхні тіла і виходять з неї. Це – непружно відбиті первинні електрони (чи зворотно дифундуючі).

Збуджені в твердому тілі електрони рухаються в ньому і частина з них досягає поверхні. Якщо енергія цих електронів більша висоти потенціального бар'єру, то вони обов'язково вийдуть у вакуум. Кількість емітованих істинно вторинних електронів залежить від повного числа збуджених електронів тіла, від розподілу місць їх зародження по глибині в емітері та від залежності ймовірності виходу цих електронів від глибини.



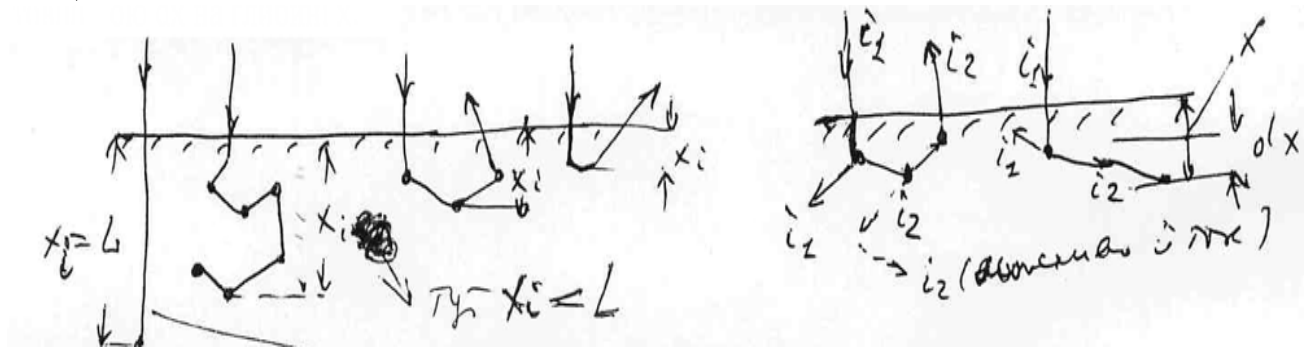


Коефіцієнт істинної ВЕЕ  $\delta$  визначається так:  $\delta = \int_0^L p(x)n(x)dx$  де  $L$  – повний шлях

первинного електрону до втрати енергії настільки, що він уже не в змозі збуджувати інші електрони.

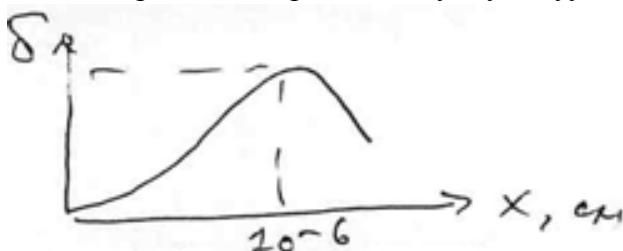
$P(x)$  – ймовірність виходу від глибини для вторинних електронів.

$n(x)dx$  – кількість вторинних електронів збуджених одним первинним електроном в шарі товщиною  $dx$  на глибині  $x$ .



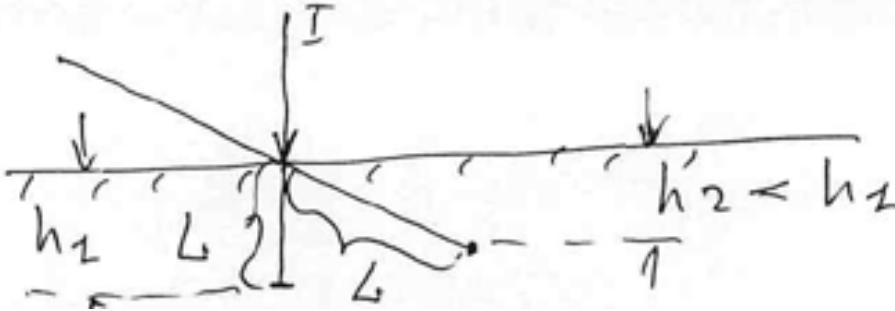
Як бачимо, кількість збуджених вторинних електронів помітно зростає на кінці іонізаційного пробігу  $x$  первинного електрона. Це й зрозуміло, бо зі зменшенням енергії електрона (а отже і його швидкості) зростає час взаємодії між електронами, а це підвищує ймовірність збудження електронів твердого тіла. Досліди показують, що найбільша ефективність первинних електронів досягається при їх енергії  $\sim 100\text{eV}$ .

В зв'язку з цим, на перший погляд, при  $E_p \approx 100\text{eV}$  функція  $\delta = f(E_p)$  повинна мати  $\text{max}$ . А цей максимум досягається при  $E_p$  в декілька разів більший. Вказана розбіжність пояснюється таким чином: при  $E_p \approx 100\text{eV}$  глибина проникнення електронів в тверде тіло дуже мале (це ангстрєми). Тобто кількість "зустрічей" первинних електронів з електронами твердого тіла занадто обмежена. Тому збільшення  $E_p$  над  $100\text{eV}$  призводить до зростання глибини проникнення, а значить і до зростання загальної кількості збуджених електронів твердого тіла зрозуміло, що при цьому зростає і  $\delta$ . Це зростання відбувається до  $E_{p\text{max}}$ , а потім іде падіння  $\delta$  (див. малюнок). А причина в тому, що ймовірність виходу істинно вторинних електронів з більшої глибини починає помітно знижуватися. Для металів ефективна глибина виходу, тобто товщина шару металу  $d_{\text{эф}}$  з якого вторинні електрони вийдуть у вакуум, не перевищує  $10^{-6}\text{см}$ .



$x$  - товщина зразка.

На основі цього  $d_{\text{еф}}$  легко зрозуміти і залежність  $\delta(\theta)$ , тобто залежність  $\delta$  від кута падіння  $\theta$  первинних електронів:



З малюнка випливає що чим більше  $\theta$ , тим  $\delta$  буде більшим при незмінних інших параметрах: в випадку II хоч  $x_i=L$  як і в випадку I, але глибина виходу вторинних електронів  $h_2 < h_1$ .

## 24. Особливості вторинної електронної емісії напівпровідників та діелектриків

1.  $\delta_{\text{н/п}} \gg \delta_{\text{метал}}$  (це я вже підкреслював). Пояснюється це просто – електрони в н/п-ках мають набагато більшу ймовірність вийти у вакуум, бо кількість зіткнень у них з електронами зони провідності обмежена (мало електронів в зоні провідності в порівнянні з валентною зоною металів). При зіткненні вторинних електронів з фононами енергетичні втрати перших дуже малі (коефіцієнт аккомодатії у них  $\ll 1$ )
2.  $\delta_{\text{н/п}}$  дуже сильно залежить від співвідношення  $Q$  і  $\chi$ . Повинно бути так для н/п-ка з помітним  $\delta$ :

цей електрон, якщо  $\chi$  буде велике, не потрапить у вакуум. Він може надати деяку енергію електронам зони провідності, але й вони не зможуть вийти за межі тіла.

3. Для н/п спостерігається явище наведеної провідності: перехід електрона з валентної зони у зону провідності. (Згадайте внутрішній фотоефект).
4. Можна створити емітери ВЕЕ при  $\chi < 0$ , тобто емітери на базі катодів з від'ємною електронною спорідненістю.

GaP + Cs

$E_{\text{pmax}} = 10 \text{ keV}$

$\delta = 250 (!)$

Si + Cs

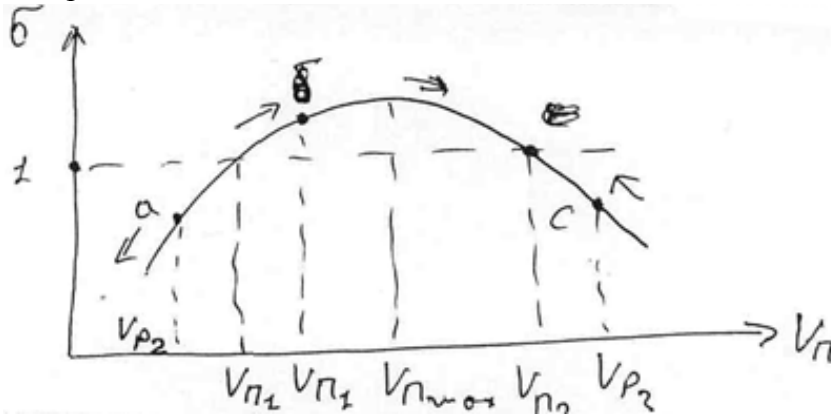
$E_{\text{pmax}} = 14 \text{ keV}$

$\delta = 700 (!!)$

Однак це тільки лабораторні зразки (Cs на будь – якій поверхні дуже важко утримати довгий час.

5. Під впливом пучка електронів поверхня діелектрика заряджається. Наприклад, якщо кількість електронів, що потрапила на поверхню, менше кількості електронів з діелектрика, то він заряджається позитивно. Тому, як правило, коли працюють з діелектриками, потік електронів, що опромінює, роблять імпульсним (щоб діелектрик встигав розрядитись).

Для діелектриків, коли поверхня заряджається, залежність  $\sigma$  від потенціалу поверхні  $V_{\Pi}$  має вигляд:



Звертаю Вашу увагу на те, що  $V_{\Pi}$  – це різниця потенціалів катод – поверхня мішені, яка й задає енергію первинних електронів. Він відрізняється від різниці потенціалів катод – підкладка  $V_P$ , яка спочатку задає енергію первинних електронів. Зрозуміло, що для металів  $R \approx 0$ , тому у них  $V_{\Pi} = V_P$ . Для діелектриків  $R \rightarrow \infty$ , тому енергія первинних електронів  $e(V_P \pm V_{\Pi}) = E_p$ .  $\sigma(V_{\Pi}) = 1$  – це кінцевий результат бомбардування діелектрика, якщо є зарядка поверхні, при  $V_P$  такому, що  $\sigma > 1$ .

З самого початку, коли діелектрик не заряджений, нехай енергія первинних електронів буде  $eV_{P1}$ . При цьому  $\sigma > 1$  (на рис. точка б), тобто  $i_2 > i_1$  і мішень буде позитивно заряджатися. Отже потенціал поверхні мішені буде зростати, а  $\sigma$  буде зменшуватись поки при  $V = V_{P2}$   $\sigma$  стане = 1.

Коли  $eV_P = eV_{P2}$   $\sigma < 1$  (на рис. точка а)) - мішень почне заряджатися негативно до тих пір, поки  $i_1$  на мішень не стане рівним 0. Однак  $i_2$  буде, бо це будуть відбиті від створеного бар'єру первинні електрони  $\sigma = 1$ .

Коли  $eV_P = eV_{P3}$  (точка с) мішень також почне заряджатися (бо  $\sigma < 1$ ) негативно і потенціал поверхні буде знижуватись, що призводить до зростання  $\sigma$  до 1.

### Прилади на основі ВЕЕ

Перший приклад – можливість запису інформації у вигляді електричних сигналів на діелектрику (іконоскопи, потенціалоскопи).

Другий прилад, де використовується ВЕЕ, це робота магнетрона.

Третій приклад – вторинно електронні помножувачі. Це ефективні емітери вторинних електронів.

$I_2/I_1 = K$  - коефіцієнт підсилення

$K = \sigma^n$ , де  $n$  – кількість динодів

Коли  $\sigma = 3$ ,  $n = 12$ ,  $K \approx 5 \cdot 10^5$

$\sigma = 2$ ,  $n = 12$ ,  $K \approx 4000$

Сучасні ВЕП виготовляють зі сплавів, які мають три компоненти: CuMgAl, AgBeSi та ін. Тобто їх виготовляють на базі Mg та Be.

Для перетворення динодів, зроблених зі сплава, в ефективні емітери потрібно їх активування. Це прогрів помножувача до  $T \approx 500 \div 800^\circ\text{C}$  в середовищі  $\text{O}_2$  або  $\text{CO}_2$  при тисках  $10^{-2} - 10^{-3}$  торр. Завдяки цьому на поверхні з'являється шар оксиду Mg або Be ( $\text{MgO}$ ,  $\text{BeO}$ ) з надлишком вільного металу (Mg або Be відповідно). Цей шар і відповідає за ВЕЕ.

Важкі компоненти Ag, Cu потрібні як основа помножувача. Al вводить для технологічності процесу обробки сплава.

### Вторинно – емісійні методи дослідження властивостей твердого тіла.

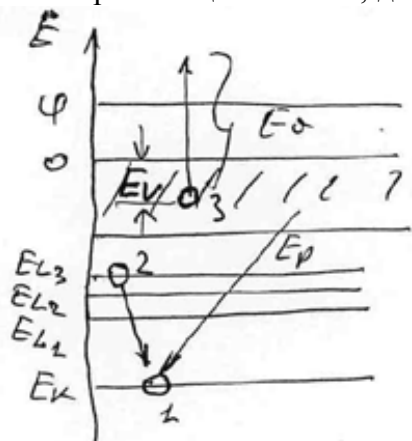
На сучасному етапі для дослідження властивостей твердого тіла використовуються усі 3 групи вторинних електронів: пружно відбиті первинні, непружно відбиті первинні та істинно вторинні електрони.

Дослідження струму пружно розсіяних первинних електронів при різних енергіях цих електронів використовується в *спектроскопії потенціалів зникнення* (СПЗ). Ця методика дозволяє зондувати всього 1-3 моношари мішені. Тому її використовують для контролю за чистотою поверхні, бо коефіцієнт пружного відбиття  $\gamma$  дуже чутливий до зміни стану поверхні.

Якщо вимірювати повний струм вторинних електронів при  $E_p < 15\text{eV}$  (змінювати  $E_p$  від 0 до 15eV), а потім провести диференціювання залежності  $i_2(E_p)$ , то будемо мати інформацію відносно структури густини станів в зонах твердого тіла (для металів – валентна зона, для напівпровідників – зона провідності). Ця методика називається *спектроскопією повного струму*.

Методи, які базуються на вимірюванні енергії та кількості первинних електронів, що втратили дискретні значення енергії при контакті з твердим тілом, називаються *спектроскопією характеристикних втрат енергії* (СХВЕ). Це: 1) іонізаційна спектроскопія ХВЕ; 2) низько енергетична спектроскопія ХВЕ; 3) плазмова СХВЕ та ін. Піки енергії цих електронів дуже просто відокремити від інших, якщо змінити енергію  $E_p$  – ці втрати є фізична ознака твердого тіла, тому їх зсув відносно  $E_p$  не зміниться. Тобто:  $\Delta E_p = E_p - E_s$ , де  $E_s$  – енергія непружно відбитих електронів,  $\Delta E_p + \Delta E = (E_p + \Delta E)$ . Ці методики дозволяють провести хімічний аналіз поверхні, вивчати електронну структуру металів.

Найбільш розповсюдженою методикою, яка використовує ВЕ є *електронна Оже спектроскопія*. Це пов'язано з тим, що ЕОС найбільш чутливий метод контролю за елементним та хімічним складом поверхні металів, н/п – ків та діелектриків. Цей метод не є руйнівним для багатьох зразків. Чутливість ЕОС  $(10^{-2} \div 10^{-3})$  моношара, тобто  $10^{11} \div 10^{12}$  ат.см<sup>-2</sup>. ЕОС використовується для дослідження електронної зонної структури речовини, для вимірів товщини плівок, для вимірів розподілу елементів по товщині зразка і т. п.



Вихід оже – електронів у вакуум є результатом іонізації внутрішніх атомних оболонок (строго кажучи – вибивання електронів з цих оболонок).

При бомбардуванні поверхні матеріалу електронами з енергією  $E_p$ , яка достатня, наприклад, для іонізації К-оболонки, на цій оболонці з'являється вакансія. За дуже короткий час (за  $10^{-14} \div 10^{-16}$  с) ця вакансія заповнюється електроном з однієї із зовнішніх оболонок. Нехай це буде  $L_3$  оболонка. Завдяки цьому виникає вторинна вакансія. Зрозуміло, що при такому переході виникає надлишкова енергія. Вона може бути

витрачена або на випромінювання кванта (характеристичного рентгенівського), або може передатися електрону іншої оболонки чи зони. Хай це буде, наприклад, валентна зона, як на рисунку. Якщо енергія останнього звільненого електрона помітна, то він вийде у вакуум. Це є оже – електрон.

Досліди показують, що ймовірність випромінювання рентгенівського кванта (радіаційний перехід) пропорційна  $Z^4$ . Наприклад, починаючи з  $Z > 70$  оже – переходи відбуваються не більше ніж на 10%.

Оже - електрони записуються таким чином: KLL, LMM, N00 і т. п. Можуть бути і такі оже – переходи:  $M_1 M_4 M_4$ ,  $L_1 L_3 V$ ,  $N_5 N_6 O_3$ . Тобто переходи, в яких приймають участь електрони однієї оболонки. Енергія оже – електронів визначається таким чином:

$$E = E_K - E_{L_3} - E_V. \text{ Це грубе визначення енергії.}$$

Справа в тому, що коли на рівні  $L_3$  є вакансія електрона, енергія зв'язку електронів на інших рівнях збільшується. Крім того необхідно враховувати роботу виходу матеріалу спектрометра тому, що енергія зв'язку електронів відраховується від рівня фермі матеріалу, з якого зроблено спектрометр. Ймовірність оже – переходу зростає зі зростанням  $E_F = (3 \div 5) E_K$ . Тому маємо більш точний підрахунок:

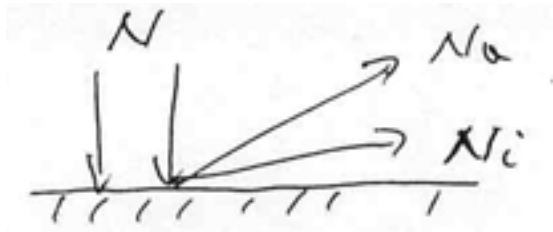
$$E_a = E_K - E_{L_3} - E_V (Z + \Delta) - \varphi_{sp} \quad \Delta \text{ в залежності від матеріалу має значення між } \frac{1}{2} \text{ та } \frac{3}{4}.$$

## 28. Поверхнева іонізація та нейтралізація іонів на поверхні. Залежність від температури.

Коли атоми чи молекули потрапляють на поверхню розжареного твердого тіла, деяка їх частина відбивається від поверхні у вигляді таких самих нейтральних частинок, а інша – у вигляді іонів.

Явище іонізації атомних частинок при їх взаємодії з поверхнею розжареного твердого тіла називається поверхневою іонізацією (ПІ). В результаті цієї взаємодії можуть утворитися як позитивні, так і негативні іони. В залежності від цього розрізняють позитивну та негативну поверхневу іонізацію.

Розглянемо закономірності позитивної поверхневої іонізації. Маємо метал, робота виходу якого дорівнює  $e\varphi$ . Над ним є пара деякої речовини, що має потенціал іонізації  $V_i$ . Метал розжарений до помітної температури. В стаціонарному стані потік атомів  $N$ , що падають на поверхню, дорівнює сумі потоків атомів  $N_a$  та іонів  $N_i$ , що відлітають від поверхні, тобто:  $N = N_a + N_i$  (1)



Характеристикою явища поверхневої іонізації може бути ступінь поверхневої іонізації  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{N_i}{N_a} \quad (2)$$

або коефіцієнтом іонізації:

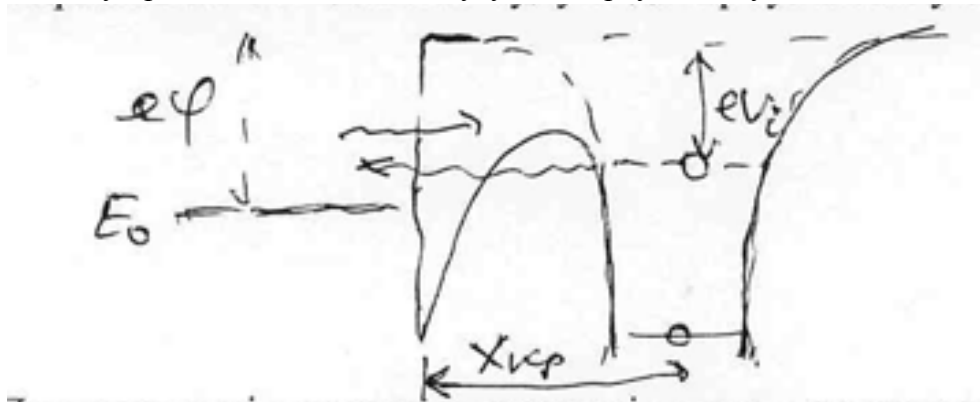
$$\beta = \frac{N_i}{N} \quad (3)$$

Враховуючи (1), з (2) і (3) витікає, що

$$\alpha = \frac{\beta}{1-\beta} \quad \beta = \frac{\alpha}{1+\alpha} \quad . \quad \text{Коли } \beta \ll 1, \quad \alpha \approx \beta$$

Основні положення явища поверхневої іонізації полягають в наступному. Атом, потрапивши на поверхню металу, адсорбується на ній. Коли  $eV_i \leq e\phi$  відбувається обмін валентним електроном із зоною провідності металу завдяки тунелюванню крізь потенціальний бар'єр металу, бо він став достатньо вузьким. Атом стає іоном і ми маємо єдину систему адатом – метал, в якій «електронні хмари» з деякою ймовірністю розподілені по об'єму як адатома, так і підкладки. Тобто електрон в певний момент часу знаходиться в металі, а в інший момент часу знаходиться в адатомі. В зв'язку з тим, що метал має високу температуру, адатоми коливаються і можуть «відірватися» від підкладки (десорбувати). Коли в адатом «прийшов» валентний електрон, то адатом десорбується у вигляді нейтральної частинки. Коли електрона немає (він у цей час у металі), то десорбція адатома відбувається у вигляді іона.

Ймовірність знайти електрон в металі або в адатомі залежить від взаємного розміщення рівня валентного електрона адатома та рівня Фермі в металі. Коли  $e\phi > eV_i$ , ймовірність знайти електрон в металі більша, ніж знайти його в адатомі. Тому в цьому випадку практично всі адатоми будуть десорбуватися у вигляді позитивних іонів.



При видаленні адатома з поверхні металу, валентний електрон атома буде знаходитися в стані «колективізації» до відстані  $x < x_{cr}$  від поверхні металу.

Починаючи з  $x > x_{cr}$  ймовірність тунельного ефекту крізь широкий потенціальний бар'єр наближається до нуля. Ця відстань  $x_{cr}$  називається критичною відстанню перезарядки. Процес позитивної поверхневої іонізації описується рівнянням Саха – Ленгмюра:

$$\alpha = \frac{g_i}{g_a} e^{\frac{e(\phi - V_i)}{kT}}, \quad (4)$$

де  $g_i, g_a$  - статистична вага іонного та атомного станів (це число способів, якими можна розподілити  $N$  електронів на  $G$  енергетичних рівнях).  $g_i > g_a$  (бо вільних електронів у іона менше, а число енергетичних станів не змінилося).

$e\phi$  - робота виходу металу,  $V_i$  - потенціал іонізації адатома

$$j_i = eN_i = eN\beta \quad (5)$$

Це є густина струму позитивних іонів

Так от, ми маємо справу з ще однією емісією – термоіонною емісією, або просто іонною емісією.



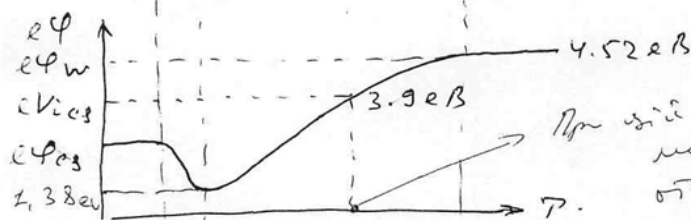
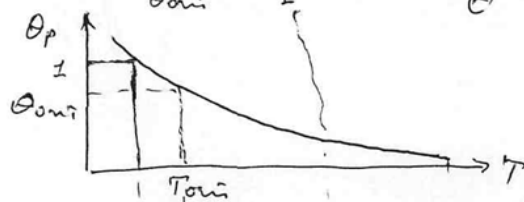
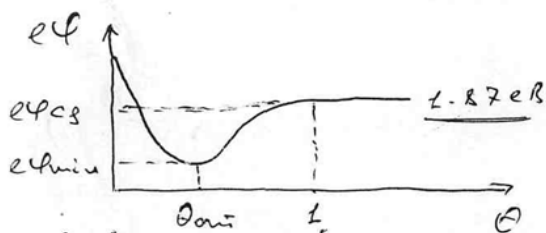
Вивчення цієї емісії показує, що формула Саха – Ленгмюра для багатьох випадків вірна. Треба тільки уважно визначити роботу виходу металу, бо вона змінюється (часто і помітно) з температурою. Це пов'язано зі змінами ступеня покриття підкладки адатомами, які впливають на роботу виходу.

Ось приклад іонної емісії системи W – Cs

$T^*$  - температурний поріг поверхневої іонізації.

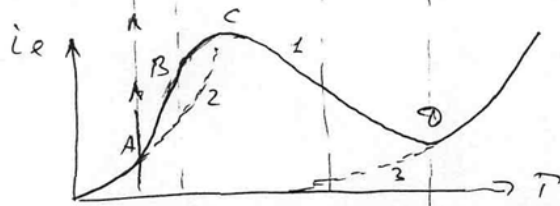
Объяснюй ионной связи между  $W_2$

Das gilt auch  
 $\beta = 1$  bzw.  $\beta = 2000 \div 2000k$



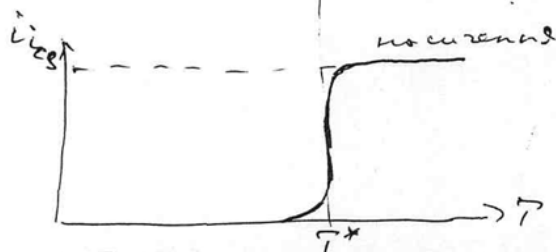
- 4.522B

Apr die tpi no w zammotto  
monday omib CS i gin  
otomk Bue e Ngg fite ex-  
no (Wz mme Bon wayt -)



2 - зміна з частістю втретє-  
ності втр Т, який не від-  
гулює його вимог в ухв.  
на

3 - exicid 2 W 6 p. 1944-1945  
 1947 D, exicid na 46000  
 ne 1940 1945



$\tau^*$  - температура при которой начинается поверхностная ионизация

**нейтралізація іонів на поверхні.** При зіткненні іонів з твердим тілом, як і у випадку зіткнення електронів з твердим тілом, спостерігається пружне відбиття (точніше квазіпружне) та не пружне. При пружному зіткненні кінетична енергія падаючого іона передається атомам твердого тіла як цілому. Результатом є зміщення атомів у вузлах кристалічної ґратки твердого тіла, катодне розпорошування та вторинна іонна емісія.

Результатом непружних зіткнень є збудження електронів твердого тіла шляхом внутрішньо зонних та міжзонних переходів. При цьому виникають явища іонно – електронної емісії, радіаційна (індукована) провідність, іонолюмінесценція. Всі ці явища спостерігаються при взаємодії з твердим тілом достатньо низько енергетичних атомних частинок (іони та атоми з енергією від одиниць до десятків KeV). При енергіях 100KeV – 2MeV в твердому тілі вже починаються ядерні реакції. Ми будемо розглядати тільки низько енергетичні процеси.

Ці процеси суттєво залежать від хімічного складу та кристалічної структури поверхні і приповерхневого шару. Справ в тому, що при  $E_{pi}=100\text{keV}$  глибина проникнення іонів не перевищує 1 мкм.

## 29. Ионно-электронная эмиссия

### 9.2. Эмиссия электронов при неупругом взаимодействии налетающего иона с атомами тела

Теперь перейдем к рассмотрению эмиссионных явлений, наблюдаемых при **неупругих** взаимодействиях ионов с атомами твердого тела. Очевидно, что **неупругие** взаимодействия происходят лишь при очень малых расстояниях между **пролетающим** ионом и атомом мишени, то есть при малых прицельных **расстояниях**, близких к лобовому столкновению частиц. Такие взаимодействия **вызывают** возбуждение электронной подсистемы твердого тела, приводящее **к эмиссии** электронов из него. Рассмотрим обнаруженные закономерности и **дадим** им объяснение.

#### 9.2.1. Потенциальная ионно-электронная эмиссия

Вначале остановимся на явлении потенциальной ионно-электронной эмиссии. Это явление характеризуют коэффициентом ионно-электронной эмиссии:

$$\gamma_{\text{и}} = \frac{N_e}{N_{ip}} = \frac{i_e}{i_{ip}}, \quad (9.11)$$

**где**  $N_e$  – число испущенных мишенью электронов при попадании на неё  $N_{ip}$  первичных ионов;

$i_e$  – ток электронов, испущенных мишенью;

$i_{ip}$  – ток ионов, падающих на мишень.

## 9.2. Эмиссия электронов при неупругом взаимодействии налетающего иона с атомами тела

Теперь перейдем к рассмотрению эмиссионных явлений, наблюдаемых при неупругих взаимодействиях ионов с атомами твердого тела. Очевидно, что упругие взаимодействия происходят лишь при очень малых расстояниях между пролетающим ионом и атомом мишени, то есть при малых прицельных расстояниях, близких к лобовому столкновению частиц. Такие взаимодействия вызывают возбуждение электронной подсистемы твердого тела, приводя к эмиссии электронов из него. Рассмотрим обнаруженные закономерности и дадим им объяснение.

### 9.2.1. Потенциальная ионно-электронная эмиссия

Вначале остановимся на явлении потенциальной ионно-электронной эмиссии. Это явление характеризуют коэффициентом ионно-электронной эмиссии

$$\gamma_0 = \frac{N_e}{N_{\text{и}}} = \frac{i_e}{i_{\text{и}}}, \quad (9.1)$$

где  $N_e$  – число испущенных мишенью электронов при попадании на неё первичных ионов;

$i_e$  – ток электронов, испущенных мишенью;

$i_{\text{и}}$  – ток ионов, падающих на мишень.

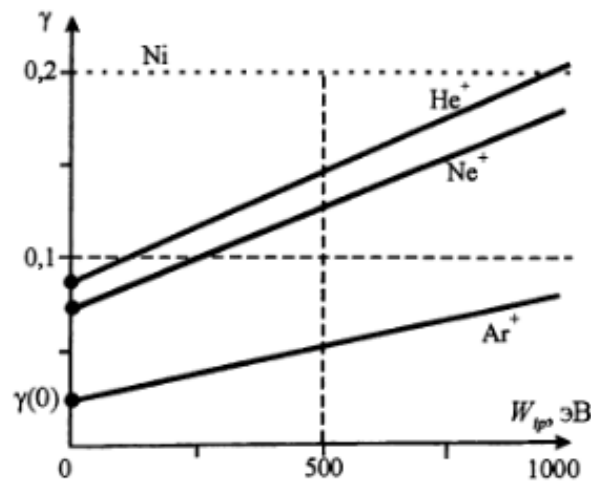


Рис. 9.5. Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии налетающих ионов

Пеннинг установил, что такая эмиссия имеет место лишь в том случае, если выполняется условие:

$$W_i \geq 2e\phi, \quad (9.13)$$

где  $W_i$  – потенциал ионизации атома того иона, который падает на мишень;  
 $e\phi$  – работа выхода электрона из мишени.

Если эмиссия электронов происходит под действием многозарядных ионов с зарядом  $eQ$ , то

$$\gamma_n = Q \left( \frac{i_e}{i_{ip}} \right). \quad (9.12)$$

Явление потенциальной ионно-электронной эмиссии было открыто в 1928 г. Пеннингом. Исследуя зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии  $\gamma$  от энергии ионов  $W_{ip}$  он обнаружил, что для некоторых сортов ионов и типов мишеней ординаты кривых  $\gamma(W_{ip})$  при приближении к нулю стремятся не к нулю, а к некоторому конечному значению  $\gamma(0) > 0$ . На рис. 9.5 приведены полученные Пеннингом данные для никелевой мишени при облучении её ионами разных сортов. Видно, что при  $W_{ip} \approx 0$  величины  $\gamma > 0$ . Это доказывает тот факт, что существует испускание электронов, не связанное с энергией падающих ионов. Осталось предположить, что при приближении иона с относительно малой энергией к мишени происходит *потенциальное взаимодействие* между ионом и телом, в результате которого эмитируется электрон. Поэтому такой вид эмиссии получил название *потенциальная ионно-электронная эмиссия*.



Чтобы доказать справедливость выражения (9.13), обратимся к энергетической диаграмме металл – налетающий ион (рис. 9.6).

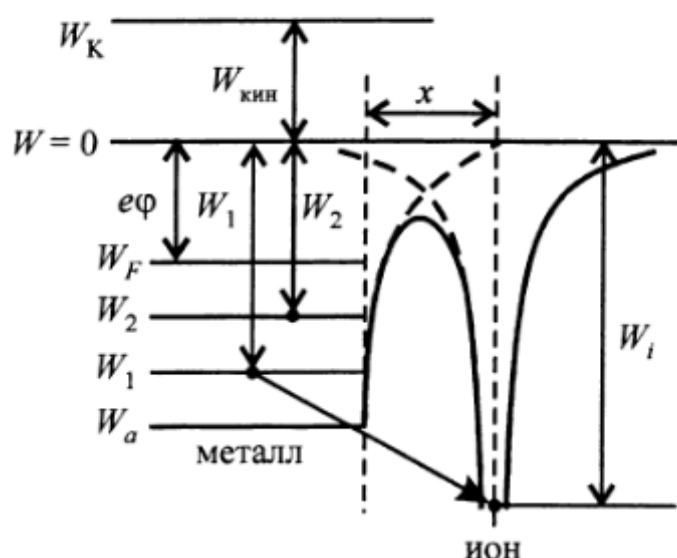


Рис. 9.6. К пояснению механизма потенциальной ионно-электронной эмиссии

При подходе положительного иона к металлу может произойти процесс **Оже-электронной** нейтрализации этого иона, а именно: электрон, находящийся, например, на энергетическом уровне  $W_1$ , переходит на энергетический уровень  $W_i$  иона, нейтрализует ион, при этом выделяется энергия  $W_i - W_1$ . Далее **эта** энергия может передаться электрону, находящемуся, например, на энергетическом уровне  $W_2$ . Получив дополнительную энергию, этот электрон уже **способен** преодолеть потенциальный барьер  $e\phi$  и выйти в вакуум. При этом **его** кинетическая энергия будет:

$$W_{\text{кин}} = (W_i - W_1) - W_2 \geq 0. \quad (9.14)$$

Так как при эмиссии этого электрона в вакуум его кинетическая энергия  $W_{\text{кин}} \geq 0$ , то из (9.14) следует:

$$W_i \geq W_1 + W_2. \quad (9.15)$$

Поскольку совершенно очевидно, что  $W_1 \geq e\phi$  и  $W_2 \geq e\phi$ , то из (9.15) следует:

$$W_i \geq 2e\phi, \quad (9.16)$$

**что и требовалось доказать.**

Далее с очевидностью следует, что наибольшее значение энергии эмитированного электрона при потенциальной ионно-электронной эмиссии будет:

$$W_{\text{кин max}} = \left( \frac{m_e v_e^2}{2} \right)_{\text{max}} = W_i - 2e\varphi. \quad (9.17)$$

Действительно, опыт подтверждает, что эмитируемые электроны имеют сплошной спектр энергий, лежащих в диапазоне  $0 \leq \left( \frac{m_e v_e^2}{2} \right)_{\text{max}} \leq W_i - 2e\varphi$ .

Итак, для наблюдения потенциальной ионно-электронной эмиссии необходимо использовать ионы, атомы которых обладают наибольшим потенциалом ионизации  $W_i$ . Действительно, если  $e\varphi \approx 4 \div 5$  эВ, то  $2e\varphi \approx 8 \div 10$  эВ и  $W_i > 8 \div 10$  эВ. Наибольшие потенциалы ионизации имеют атомы инертных газов (He – 24,6 эВ; Ne – 21,5 эВ; Ar – 15,75 эВ; Kr – 14 эВ; Xe – 12,1 эВ), а также некоторые металлы (Zn, Cd), молекулярные ионы  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{N}_2^+$ ,  $\text{O}_2^+$ .

Типичные экспериментальные данные, полученные при использовании ионов инертных газов и мишени из вольфрама, приведены на рис. 9.7. Видно, что коэффициент ионно-электронной эмиссии  $\gamma_n$  растет с ростом потенциала ионизации  $W_i$  атомов газа и практически не зависит от энергии ионов.

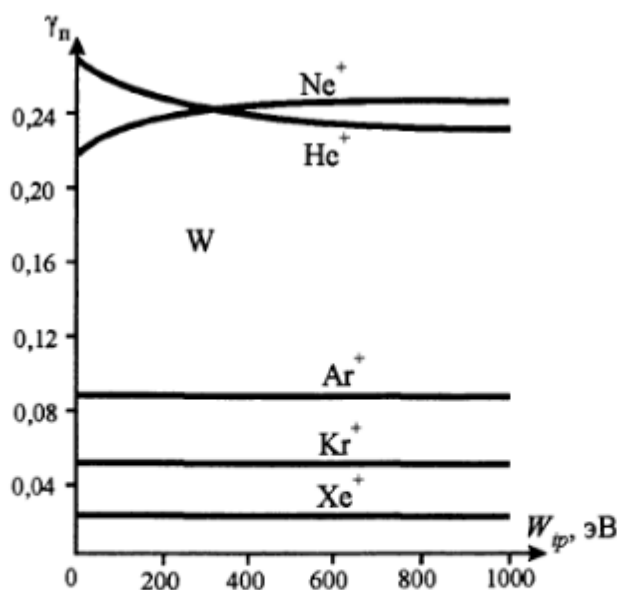


Рис. 9.7. Зависимость коэффициента потенциальной ионно-электронной эмиссии вольфрамовой мишени от энергии падающих ионов

Экспериментально установлено также, что коэффициент  $\gamma_n$  практически линейно зависит от разности  $W_i - 2e\varphi$  (рис. 9.8).

В случае полупроводниковых мишеней (Si, Ge, GaAs) характеристики потенциальной ионно-электронной эмиссии не отличаются от подобных для металлов. В случае диэлектрических мишеней разделить потенциальную и кинетическую ионно-электронную эмиссию не удастся из-за очень тесного сближения партнеров при Оже-электронной нейтрализации.

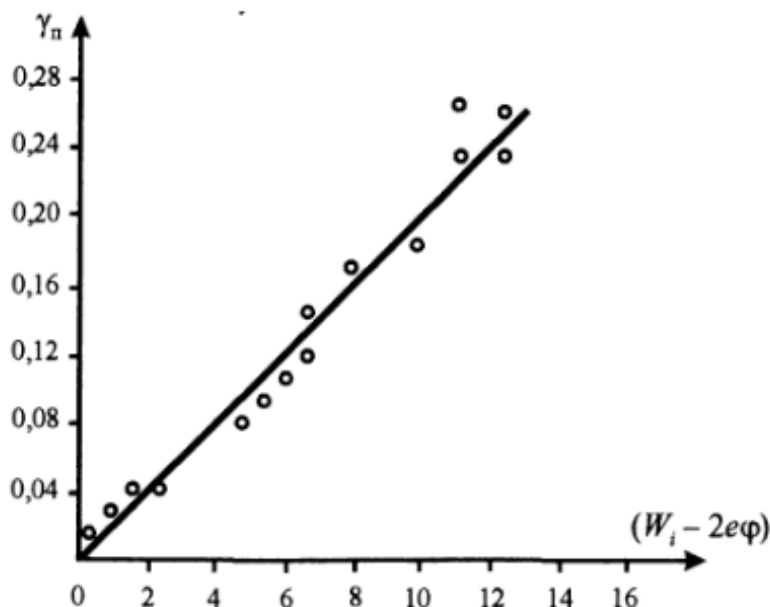


Рис. 9.8. Зависимость коэффициента потенциальной ионно-электронной эмиссии от разности энергий  $W_i - 2e\varphi$

В заключение следует отметить, что распределение по энергиям выбитых электронов  $N_e(W_{es})$ , очевидно, содержит информацию о плотности состояний в заполненной части зоны проводимости металла или в валентной зоне полупроводника. На этой основе с использованием математического аппарата разработан метод исследования энергетической структуры поверхности твердого тела – *метод ионно-нейтрализационной спектроскопии*.

### 9.2.2. Кинетическая ионно-электронная эмиссия

Выше отмечалось, что потенциальная ионно-электронная эмиссия наблюдается не для всех сочетаний сортов ионов и мишеней, да и то только при относительно низких энергиях ионов, причем коэффициент  $\gamma_p$  практически не зависит от энергии  $W_{ip}$  (рис. 9.7). Графики, приведённые ниже, позволяют понять различие между потенциальной и кинетической ионно-электронной эмиссией. На рис. 9.9 нанесены точки зависимости  $\gamma_p(W_{ip})$  для системы  $Ag^+ \rightarrow W$  с предыдущего рисунка ( $\gamma_p \approx 0,1$  при  $W_{ip} = 0 \div 1$  кэВ). Если затем увеличивать

энергию ионов аргона, то, начиная с некоторого значения  $W_{\text{гр}}$  величина  $\gamma$  начнет линейно возрастать с ростом  $W_{\text{гр}}$ .

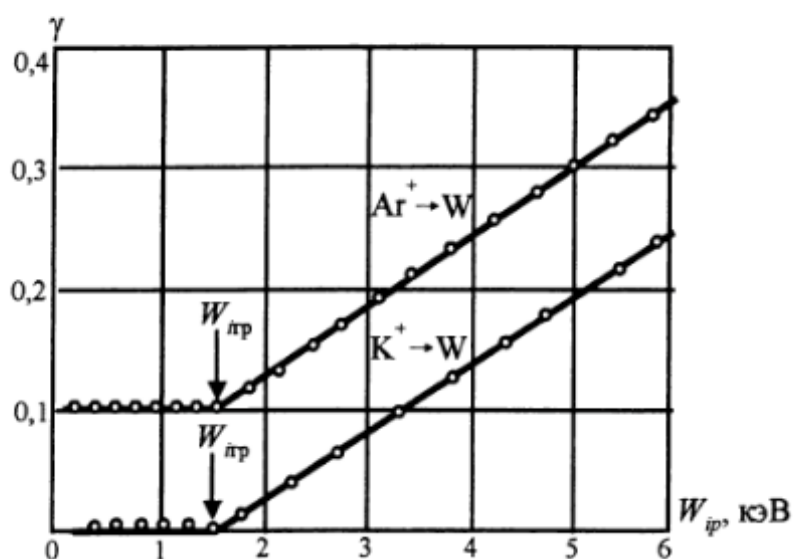


Рис. 9.9. Зависимость коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии ионов

Теперь заменим ионы  $\text{Ar}^+$  на ионы  $\text{K}^+$  и также будем бомбардировать мишень из вольфрама. Потенциал ионизации атомов калия  $W_i \approx 4,33$  эВ, а работа выхода вольфрама  $e\phi \approx 4,5$  эВ. Таким образом, условие (9.13), то есть  $W_i \geq 2e\phi$  для этой системы не выполняется. Поэтому при облучении ионами  $\text{K}^+$  мишени из вольфрама коэффициент  $\gamma_{\text{п}}$  должен быть равен нулю. Действительно, из эксперимента следует, что при увеличении энергии ионов  $W_{\text{гр}}$  от нуля до значений  $W_{\text{гр}} = W_{\text{гр}}$  величина  $\gamma_{\text{п}} = 0$ . Но при дальнейшем увеличении энергии ионов  $W_{\text{гр}}$  величина  $\gamma$  начинает линейно расти, как и в случае системы  $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{W}$ . Это свидетельствует о том, что при  $W_{\text{гр}} > W_{\text{гр}}$  начинает проявлять себя другой механизм, ответственный за эмиссию электронов. Поскольку в данном случае коэффициент ионно-электронной эмиссии растёт с ростом кинетической энергии ионов, этот вид эмиссии получил название *кинетической ионно-электронной эмиссии*.

Суть представлений о кинетической ионно-электронной эмиссии состоит в следующем. При столкновении ускоренного иона с атомом мишени часть кинетической энергии  $W_{\text{гр}}$  первичного иона превращается в энергию возбуждения электронов твердого тела. Как это происходит? При сближении ядер иона и атома на близкое расстояние образуется своего рода *квазимолекулярная система*, состоящая из двух атомных частиц. Хотя время существования такой «квазимолекулы» сравнительно мало, атомные частицы, входящие в её состав, успевают обменяться электронами. Причем этот обмен сопровождается передачей энергии и импульса от электронов, принадлежащих ускоренному иону,



к электронам атома. Это вызывает разогрев электронов атомной системы твёрдого тела. В результате электроны заполненных зон твердого тела могут быть возбуждены на верхние уровни, а на нижних уровнях появляются дырки. На втором этапе этого процесса (т.е. при рекомбинации электронов с дырками) выделяется энергия, которая передается Оже-процессом одному из электронов зоны проводимости, валентной зоны или других более глубоких зон. Если приобретаемой при этом энергии электрона достаточно для преодоления потенциального барьера на границе металл – вакуум, то он эмитирует в вакуум.

Порог по энергии  $W_{\text{ип}}$  для появления кинетической ионно-электронной эмиссии связан с тем, что существует характерная для каждого вещества мишени минимальная энергия налетающего иона, необходимая для перевода электронов с верхнего уровня валентной зоны на свободные уровни зоны проводимости, лежащие выше уровня Ферми. Типичная величина  $W_{\text{ип}} \approx 1,5$  кэВ.

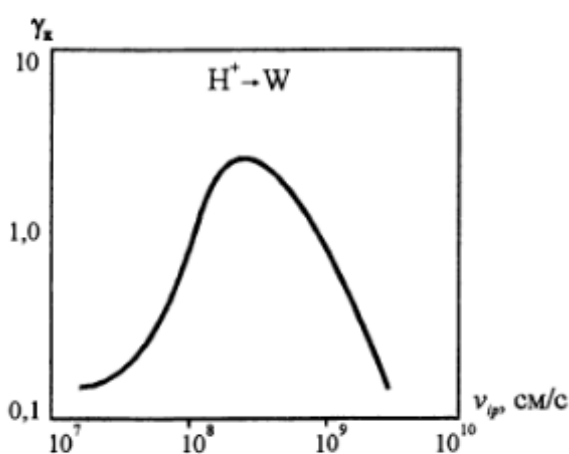


Рис. 9.10. Зависимость коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии  $\gamma_k$  от скорости налетающих ионов  $v_{\text{ип}}$  для случая облучения вольфрамовой мишени протонами

Пользуясь данными рис. 9.9, можно записать выражение, связывающее величину коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии  $\gamma_k$  с энергией налетающих ионов  $W_{\text{ип}}$ :

$$\gamma_k = C(W_{\text{ип}} - W_{\text{ип}}), \quad (9.18)$$

где  $C$  – константа ( $C \leq 0,2 \frac{\text{электрон}}{\text{ион} \cdot \text{кэВ}}$  для чистых металлов). Выражение (9.18) оказывается корректным до  $W_{\text{ип}} \approx 10$  кэВ. При  $W_{\text{ип}} > 10$  кэВ более подходящим оказывается выражение:

$$\gamma_k \sim (W_{\text{ип}})^{1/2} \sim v_{\text{ип}}. \quad (9.19)$$

При  $W_{ip} \approx 120$  кэВ наблюдается максимум значения  $\gamma_k$ , а затем её спад. Спад величины  $\gamma_k$  связан с тем, что из-за больших энергий ионов они проникают глубоко в мишень, и возбужденные электроны с меньшей вероятностью выходят из мишени, т.к. по пути к поверхности они теряют свою энергию при столкновениях. Для иллюстрации типичной зависимости  $\gamma_k(W_{ip})$  приведем данные, относящиеся к случаю облучения мишени из вольфрама ионами  $H^+$  (рис. 9.10). По шкале абсцисс отложена не энергия, а скорость ионов  $v_{ip} \sim (W_{ip})^{1/2}$ . Данные приведены в логарифмическом масштабе. Видно, что  $\gamma_{k_{max}} \approx 4 \frac{\text{эл.}}{\text{ион}}$  соответствует скорости протонов  $v_{ip} \approx 4 \cdot 10^8$  см/с. Такую скорость имеют протоны с энергией  $\sim 100$  кэВ. При энергии ионов  $W_{ip} \approx 1,2$  кэВ ( $v_{ip} \approx 4 \cdot 10^7$  см/с) величина  $\gamma_k$  составляет  $\sim 0,2 \frac{\text{эл.}}{\text{ион}}$ . В справочной литературе можно найти подобные зависимости для различных пар ион – мишень.



### 30. Іонно-електронна емісія та ВЕЕ. Спільні риси та відмінності.

#### 6.6. ВТОРИННО-ЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ

Вторинно-електронна емісія (ВЕЕ) – це випускання електронів тілом при його бомбардуванні потоком первинних електронів. Процес вторинної емісії дещо нагадує процес фотоелектронної емісії. Первинні електрони потрапляючи в речовину, збуджують там електрони і передають їм частину своєї енергії. Набувши енергії, збуджені електрони дифундують до поверхні, частково витрачаючи на цьому шляху свою енергію. Якщо, дійшовши до поверхні, вони зберігають енергію, достатню для подолання роботи виходу, то зможуть вийти назовні й стати таким чином вторинно-емітованими електронами.

Енергетичний спектр вторинних електронів дозволяє умовно поділити їх за природою на три групи (рис. 6.10):

- 1) пружно відбиті електрони, які мають ту саму енергію  $\epsilon_0$ , як і первинні;
- 2) непружно відбиті електрони, які втратили частину своєї енергії на збудження електронних станів атомів речовини;
- 3) справжні вторинні електрони.

Відповідно до цього коефіцієнт  $\sigma$  вторинної електронної емісії можна поділити на три компоненти:  $\sigma = \frac{i_2}{i_1} = r + \eta + \delta$ , де  $i_1$  та  $i_2$  – струми первинних і вторинних електронів;  $r, \eta, \delta$  – коефіцієнти для пружно і непружно відбитих електронів та справжніх вторинних електронів.



Енергетичний спектр непружно відбитих електронів (область 2 на рис. 6.10) являє собою складну немонотонну залежність. Цей спектр несе на собі "відбиток" структури електронних енергетичних рівнів атомів речовини, що складають її поверхню. Звідси можна судити про природу емітуючого тіла та електронні стани атомів поблизу його поверхні. Такий спосіб фізичних досліджень речовини є новим науковим напрямком дослідження стану поверхонь і називається "Іонізаційною спектроскопією".

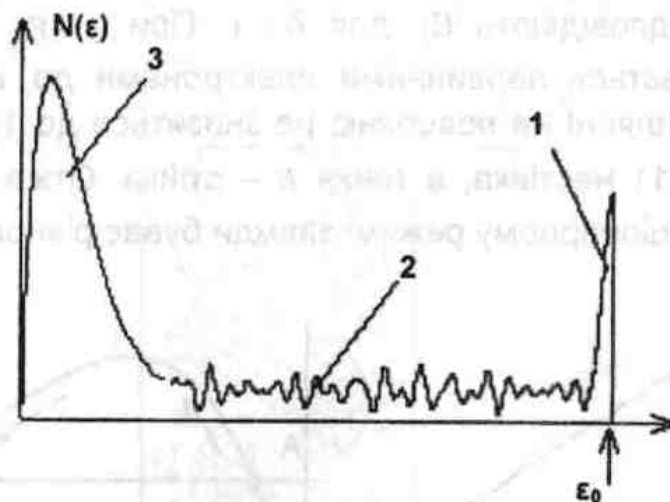


Рис. 6.10

Залежність коефіцієнтів  $\sigma$  і  $\delta$  від енергії первинних електронів має вигляд характерної кривої з максимумом (рис. 6.11), який припадає для металів на енергії порядку 0.5–1.5 кеВ. Вигляд цієї кривої пояснюється тим, що із зростанням енергії первинних електронів  $\epsilon_0$  в об'ємі речовини утворюється, природно, все більша й більша кількість збуджених електронів. Але, з іншого боку, із збільшенням  $\epsilon_0$  первинні електрони все далі проникають у глибину речовини, і збудженням там електронам стає все складніше дійти до поверхні, зберігши достатню енергію для виходу у вакуум. Вони витрачають енергію переважно на співударяння із вільними електронами речовини. Для металів глибина проникнення первинних електронів  $\lambda$  при  $\epsilon_0$  порядку кількох сотень або тисяч еВ становить кілька десятків ангстремів, а  $\sigma_{\max}$  та  $\delta_{\max}$  лежать у межах від 0.5 до 2.0.

Діелектрики та напівпровідники також здатні до вторинно-електронної емісії. У діелектриках відсутні вільні електрони й тому збуджені електрони, що виникли в об'ємі, можуть дістатися до поверхні майже не витративши своєї енергії. У діелектриках довжина вільного пробігу збуджених електронів становить сотні ангстремів, а  $\sigma_{\max}$  може досягати кількох десятків. Здавалося б, діелектрики можуть бути ефективними вторинно-

електронними емітерами. Але в стаціонарному режимі ВЕЕ діелектриків ускладнюється зарядженням їх поверхні. При енергії  $\epsilon_0 < \epsilon_a$  (рис. 6.12) величина  $\delta < 1$  і діелектрик заряджається негативно, оскільки кількість електронів, що потрапляють на нього більша за кількість тих, що його залишають. Утворюється гальмівне поле та енергія первинних електронів, що досягають поверхні емітера, знижується до нуля. При  $\epsilon_a < \epsilon < \epsilon_b$  величина  $\delta > 1$  і поверхня заряджається позитивно аж до потенціалів, що відповідають  $\epsilon_b$  для  $\delta = 1$ . При  $\epsilon > \epsilon_b$  знову ж  $\delta < 1$  і поверхня заряджається первинними електронами до тих пір, доки їх енергія при потраплянні на поверхню не знизиться до  $\epsilon_b$ . Таким чином, точка  $A$  на рис. 6.11 нестійка, а точка  $B$  – стійка. Отже, величина  $\sigma$  у діелектриках у стаціонарному режимі завжди буває рівною одиниці.

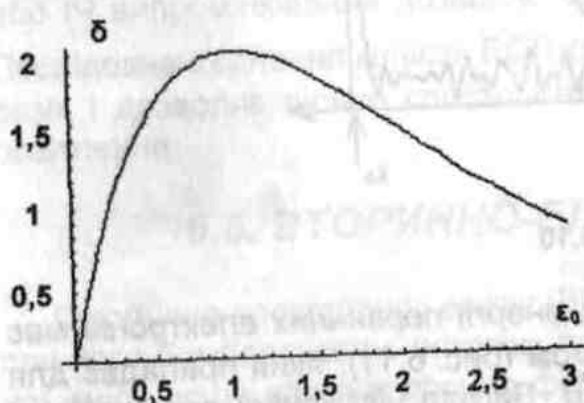


Рис. 6.11

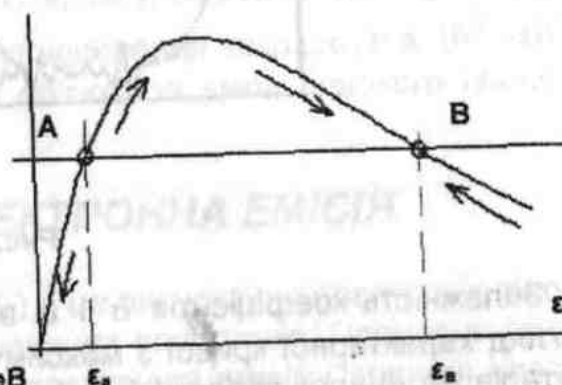


Рис. 6.12

У напівпровідниках зарядження поверхні проявляється слабшкішою мірою і в них  $\sigma_{\max}$  може досягати кількох десятків. Такі речовини мають назву *ефективних вторинних емітерів* (наприклад, складний напівпровідник GaP-O-Cs). Цікаво відмітити, що всі речовини, які є ефективними фотоемітерами, є також ефективним вторинно-електронними емітерами. Це досить зрозуміло, оскільки в них втрати енергії збуджених електронів на шляху до поверхні є малими, а також малими є зовнішня та загальна роботи виходу. Ефективним вторинними емітерами бувають також деякі сплави металів (наприклад Mg+Li5%).

Ефективні вторинно-електронні емітери знаходять широке практичне застосування в приладах, що називаються *вторинно-електронними помножувачами* (ВЕР) (рис. 6.13). Такий помножувач являє собою систему з  $n$  електродів, покритих шаром ефективного вторинно-електронного емітера, і мають назву *динодів*. До кожного наступного диноду прикладається напруга

дещо вища від попереднього. Потік первинних електронів  $i_1$  потрапляє на перший динод  $a_1$  і вибиває з нього потік вторинних електронів  $i_1\sigma$ , котрий потрапляє далі на другий динод  $a_2$  і виходить з нього підсиленням ще в  $\sigma$  разів. Отже, пройшовши через  $n$  динодів електронний потік на колекторі виявляється підсиленням у  $\sigma^n$  разів порівняно із вхідним. При кількості динодів порядку 15–20 коефіцієнт підсилення може досягати  $10^9 - 10^{11}$  разів.

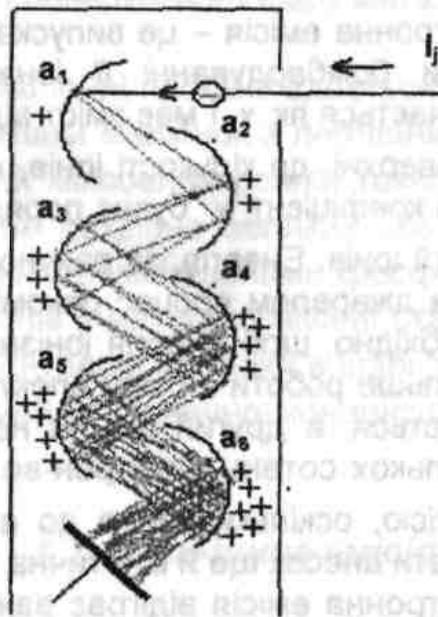


Рис. 6.13

Якщо перший динод є фотокатодом, то такий прилад називають *фотоелектронним помножувачем* (ФЕП). Чудові прилади ВЕП і ФЕП знаходять найширше застосування в техніці фізичного експерименту для реєстрації та вимірювання слабких потоків заряджених частинок або світлових потоків. Окрім надзвичайно великої чутливості, яка обмежується лише флюктуаційними явищами при емісії, ВЕП і ФЕП мають дуже малу інерційність (порядку кількох наносекунд) і дозволяють підсилювати та реєструвати слабкі імпульси струму і світла, утворювані навіть окремими поодинокими електронами або фотонами.

При бомбардуванні електронами аморфних або полікристалічних тіл напрямок вильоту вторинних електронів (наближено) підкоряється закону косинуса. Якщо ж мішенню є монокристал, то для електронів з малими енергіями потік відбитих електронів стає вже сильно залежним від напрямку. Це відбувається через дифракцію повільних електронів на приповерхневому шарі мішені. Картина розподілу напрямків розсіяння таких дифрагованих електронів дозволяє судити про структуру поверхні і плівок адсор-



бованих на ній атомів. Дифракція повільних електронів (ДПЕ) є могутнім методом вивчення структури та стану поверхні монокристалічних тіл. Саме вона була важливим експериментальним доказом хвильової природи електронів у відомих класичних роботах Девіссона і Джермера.

## **6.7. ВЗАЄМОДІЯ ІОНІВ З ПОВЕРХНЕЮ**

### **6.7.1. Вторинна іонно-електронна емісія**

Вторинна іонно-електронна емісія – це випускання електронів поверхнею твердого тіла при бомбардуванні її іонами. Коефіцієнт іонно-електронної емісії позначається як  $\gamma$  і має зміст відношення кількості електронів, що вийшли з поверхні, до кількості іонів, що впали на поверхню. При малих енергіях іонів коефіцієнт  $\gamma$  буває порядку 0.1–0.3 і мало залежить від кінетичної енергії іонів. Енергія, за рахунок якої відбувається емісія електрона, має своїм джерелом процес рекомбінації іона на поверхні твердого тіла. Тому необхідно, щоб енергія іонізації рекомбінуючого іона була принаймні вдвічі більше роботи виходу електрона (оскільки один видобутий електрон емітується, а другий іде на нейтралізацію іона). При енергіях іонів більше кількох сотень електрон-вольтів коефіцієнт  $\gamma$  починає зростати з енергією, оскільки тепер до видобування вторинних електронів починає давати внесок ще й кінетична енергія іонів.

Вторинна іонно-електронна емісія відіграє важливу роль у фізиці газового розряду.

