

ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ

Н. С. Хлебников и В. В. Налимов, Москва

I. ВВЕДЕНИЕ

Под эмиссией вторичных электронов в широком смысле понимают испускание электронов различными веществами, подвергнутыми бомбардировке заряженными частицами (электроны, ионы) или метастабильными атомами. Часто также называют вторичными электронами те, которые освобождаются при действии на вещество рентгеновских квантов. При этом имеется в виду способ получения рентгеновых лучей — бомбардировка антикатада трубки электронами. Если, однако, не думать о происхождении рентгеновских квантов и обратиться к сущности явления, то будет ясно, что в этом случае мы имеем дело с фотоэффектом.

Тема настоящего обзора значительно уже, поскольку мы ограничиваемся лишь рассмотрением вторичной эмиссии под действием электронной бомбардировки и уделяем особое внимание эмиссии металлов и сложных поверхностей (фотокатоды). Мы делаем такой выбор, основываясь на том, что именно для металлов вторичная эмиссия изучена наиболее полно, и принимая во внимание, что в случае металлов и фотоэлектрических поверхностей рассматриваемое явление нашло себе важные технические применения. Вторичная эмиссия диэлектриков, техническое значение которой в связи с развитием новых электронных приборов (например иконоскоп Зворыкина) также может стать весьма большим, исследована весьма неполно. Что же касается вторичной эмиссии, возникающей под действием ионов и метастабильных атомов, эти явления представляют интерес лишь в связи с процессами, протекающими на катодах трубок газового разряда, и вряд ли когда-либо приобретут более широкое значение.

Среди применений вторичной эмиссии, или, как ее часто называют, динаatronного эффекта, мы должны отметить разработанные Хэллом¹ динаatronы — электронные лампы, особенно пригодные для генерации коротких и ультракоротких волн, и особенно — „электронные умножители“, используемые для усиления фототоков внутри фотоэлектрических приборов. Появление электронных умножителей, предложенных Кубецким² и независимо от него Фарнсвортом³, а также Ямсом и Зальцбергом⁴, знаменует собой полный переворот во многих областях техники, связанных с фотоэлектрическими приборами, и прежде всего в телевидении, перед которым электронные умножители открывают колоссальные перспективы как в отно-

шении усовершенствования существующих систем, так и в отношении создания новых. Одна из таковых, принадлежащая Фарнсворту², уже описывалась на страницах этого журнала⁵. Значительный интерес представляет также основанный на вторичной эмиссии новый метод исследования поверхностей, предложенный Кноллем⁶.

II. ИСТОРИЧЕСКИЙ ОЧЕРК; РЕЗУЛЬТАТЫ ПЕРВЫХ РАБОТ; ОТКРЫТИЕ ДИФФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ

1. Первые данные об „отражении“ (здесь имели место, конечно, не только отражение в собственном смысле слова, но и вторичная эмиссия) катодных лучей были получены Штарке⁷ в 1897—1898 гг. В первой работе, посвященной этому явлению, автором было показано, что при падении на твердое тело катодные лучи испытывают диффузное отражение, и было установлено, что процент рассеянных лучей не зависит от интенсивности первичного пучка (при неизменности прочих условий опыта).

В следующей работе⁸ Штарке исследовал зависимость коэффициента отражения для различных металлов (Cu, Al) от разрядного потенциала, т. е. от скорости первичных электронов (Штарке работал с кружковой трубкой), и обнаружил независимость коэффициента отражения от этого фактора. Этот неверный результат (число электронов, покидающих бомбардируемую поверхность, достигает максимума при некоторой определенной скорости первичного пучка) следует приписать тому, что Штарке работал с такими первичными скоростями (4000—11 000 V), где кривая выхода вторичных электронов идет очень полого (область максимума для большинства металлов расположена при 400—500 V).

Эти работы и особенно работа Аустина и Штарке⁹ привлекли к явлениям рассеяния и отражения катодных лучей твердыми телами (в отличие от газов) внимание других исследователей. Интерес к этой области стимулирования особенно классическими опытами Дж. Дж. Томсона¹⁰ и Ленарда¹¹ по определению отношения $\frac{e}{m}$, так как наблюдавшиеся там расхождения результатов,

по крайней мере частично, могли быть приписаны (и вполне справедливо) указанным явлениям. К этому периоду относится несколько работ самого Ленарда,^{12, 13} а также работы Байера.¹⁴

2. Исследование вторичных электронных потоков всегда, начиная с самых первых работ, велось путем измерения токов или зарядов. Единственное исключение мы встречаем в работах Ленарда¹³, исследования которого, посвященные фосфорам, натолкнули его на применение „фосфороскопического“ метода, сущность одной из разновидностей которого поясняется рис. 1. Здесь P — исследуемая пластинка, могущая вращаться вокруг оси a , D — диафрагма, сквозь которую поступает пучок первичных электронов (получавшийся действием ультрафиолетового света на металлическую пла-

стинку), и H — металлическая оболочка камеры. Φ представляет собой небольшой металлический шарик, покрывавшийся $\text{CaBiNa}_2\text{S}_2\text{O}_3$ (фосфор), а K — окружающую этот шарик металлическую сетку. Между K и Φ создавалась разность потенциалов в 4000 — 6000 В, ускорявшая попадавшие в пространство между K и Φ электроны, удары которых вызывали свечение покрытого фосфором шарика. Это электрическое поле почти совершенно не действовало вне сетки K , во всяком случае на достаточном от нее расстоянии оно совершенно не сказывалось. Шарик располагался таким образом („в тени диафрагмы“), чтобы на него не могли попадать первичные электроны. Интенсивность свечения шарика (наблюдавшаяся глазом) служила мерой количества вторичных электронов.

Несмотря на несовершенство этого метода регистрации, Ленарду удалось получить ряд правильных качественных результатов. Так например, он смог установить общий ход зависимости числа вторичных электронов от скорости первичного пучка. Для того чтобы иметь возможность сравнивать интенсивность свечения, Ленард применял очень быстрое изменение (переключение) напряжения, ускоряющего первичные электроны. Этим путем он установил, что для платины число вторичных электронов быстро возрастает с увеличением скорости первичного пучка от 0 до 100 В, остается почти постоянным в интервале 100—200 В, затем немедленно возрастает до 400 В, после чего почти не меняется до 1000 В и, наконец, медленно уменьшается. Подобным же образом быстрый поворот пластинки P около оси a позволял исследовать влияние угла падения первичного пучка. Здесь Ленард не обнаружил никаких различий (для углов падения, равных 75 и 90°) при всех исследованных им скоростях первичных электронов.

Накладывая положительный потенциал на P , было возможно найти приблизительную величину начальной скорости вторичных электронов (поле, созданное между Φ и K , вне K не действовало). Этим путем Ленард установил, что свечение шарика при пластинке P , сделанной из платины, прекращается при +10,8 В на P , а в случае меди — при +7 В (скорость первичного пучка в обоих случаях равнялась 1000 В, а разность потенциалов между Φ и K составляла 6000 В). Этот результат, как мы увидим ниже, неверен, так как в числе вторичных электронов, помимо большой группы обладающих малыми скоростями, имеются электроны с различными скоростями вплоть до первичной. Здесь сказались недостаточная точность фосфороскопического метода.

Наконец, пользуясь пластинкой P , разные части которой состояли из различных металлов, Ленард также, быстро заменяя один металл другим (поворот вокруг оси a), мог сравнивать количества вторичных электронов, испускаемых различными металлами. Он установил, что наибольшую эмиссию дает Al, значительно

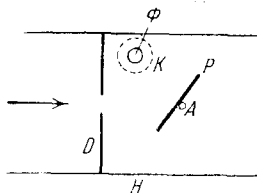


Рис. 1. Схема опытов Ленарда.

меньшую Si , еще меньшую SiO , эмиссия которой почти равна эмиссии платины; эмиссия последней оказалась значительно больше эмиссии платиновой черни; наименьшая эмиссия оказалась у сажи, полученной из пламени скипидара.

Ленард попытался также определить отношение числа вторичных электронов к числу первичных. В этом случае ему, однако, пришлось отказаться от фосфороскопического метода и прибегнуть к электрометру (соединяя сетку K с землей, P — с электрометром и накладывая на P отрицательный потенциал с тем, чтобы удалить все вырванные электроны). Таким путем Ленард нашел, что „в среднем“ (для Pt) на один первичный электрон приходится два вторичных. Повидимому, Ленард, как и Штарке, нашедший мнимую независимость σ^* от скорости первичных электронов (см. выше), считал, что σ представляет собой одну из констант, характеризующих металл.

Упомянутая выше работа Байера¹⁴ была предпринята с целью исследования причин ошибок в опытах Томсона по определению отношения $\frac{e}{m}$. В числе возможных источников ошибок Байер учитывает и „отражение“ электронов. Однако в этой работе автор устанавливает лишь тот факт, что отражение электронов от металлов несомненно существует. В следующей своей работе Байер¹⁵ обнаруживает уже некоторые характерные черты явления. Так, он находит, что по мере увеличения скорости первичного пучка (начиная с 5 V) быстро возрастает число отраженных электронов (т. е. обладающих скоростями, близкими к скорости первичных), и что при дальнейшем увеличении скорости появляются вторичные электроны, имеющие скорости, много меньшие скоростей первичных. Число этих электронов быстро растет с возрастанием скорости пучка, и уже при 30 V полное число отраженных и вторичных электронов может стать равным числу первичных. Исследуя различные вещества, Байер, как и Ленард, установил, что σ очень мала для платиновой черни и особенно для сажи. Байер первый воспользовался для создания первичного пучка термоионной эмиссией (накаленная проволочная спираль).

3. За этой работой следует упомянуть работу Гертса¹⁶, впервые детально исследовавшего зависимость σ от скорости первичных электронов (в интервале скоростей от 0 до 500 V) для Al , Pb , Co , Si и сажи, а также распределение вторичных электронов по скоростям. Подобно Байеру, он нашел весьма малое значение σ для сажи (не выше 0,5). Для металлов σ оказалось имеющим максимум, который во всех опытах Гертса располагался вблизи 200 V и в котором σ достигало значения, несколько большего двух. Кроме того, Гертс обнаружил, что σ при малых первичных скоростях σ меняется не монотонно, давая минимум при 11 V и примыкающий малый максимум при 5 V. И существование максимума при пер-

* Через σ мы обозначаем отношение числа вторичных электронов к числу первичных, т. е. среднее число вторичных электронов, вырванных одним первичным.

вичных скоростях в несколько сот вольт и немонотонный ход кривой в области малых напряжений являются характерными особенностями зависимости σ от скорости первичного пучка, постоянно наблюдавшимися в дальнейшем.

Исследование распределения вторичных электронов по скоростям показало, что приблизительно до 11 V вторичное излучение составляют лишь электроны, отраженные без потери скорости. Начиная с 11 V, появляются вторичные электроны, большинство которых имеет скорости от 8 V и ниже. Гертс наблюдал отраженные электроны лишь при первичных скоростях до 30 V. Это обстоятельство должно быть отнесено за счет недостаточной чувствительности измерительной схемы, так как доля отраженных электронов в общем балансе вторичной эмиссии быстро падает с возрастанием скорости первичного пучка.

4. По иному пути пришел к изучению вторичной эмиссии Кэмпбелл, начавший¹⁷ с исследования так называемого δ -излучения (так было названо Резерфордом испускание электронов металлами, подвергнутыми бомбардировке α -частицами).

Во второй работе¹⁸, пытаясь выяснить механизм „ионизации“ металла, Кэмпбелл исследовал распределение вторичных электронов (испускавшихся на сей раз под действием электронной бомбардировки) по скоростям. В третьей работе¹⁹ Кэмпбеллом впервые было исследовано весьма важное обстоятельство — влияние состояния поверхности на величину σ (для Pt, Ni, Cu и Al). Кэмпбелл нашел, что наивысшее значение σ имеют свежесполитованные поверхности. Обработка поверхности разрядом в газах и парах (воздух, O_2 , H_2 , пары керосина) всегда понижает σ . Последующая электронная бомбардировка дает возрастание σ , причем в конце концов эта величина достигает некоторого предельного значения, меньшего, нежели начальное, и дальнейшая бомбардировка ее больше не изменяет.

5. За перечисленными работами последовал ряд дальнейших, посвященных почти исключительно вторичной эмиссии металлов. Эти работы будут рассмотрены нами ниже (IV). В более поздних работах этой группы особое внимание уделялось исследованию распределения вторичных электронов по скоростям и по направлениям.

Еще в 1921 г. Дэвиссон и Кэнсмен²⁰ при изучении распределения по направлениям электронов, отраженных от пластинки никеля, обнаружили существование некоторых преимущественных направлений. При продолжении этого исследования (в апреле 1925 г.) с установкой, на которой работали Дэвиссон и Джермер, произошла авария. Во время обезгаживания исследуемой пластинки лопнул дьюаровский сосуд с жидким воздухом, в вакуумную систему попал воздух, и накалившаяся пластинка сильно окислилась. Для восстановления поверхности было предпринято длительное прокаливание пластинки в атмосфере водорода и в вакууме при весьма высокой температуре (почти при температуре плавления никеля). Когда затем для очищенной этим путем поверхности была

снята кривая углового распределения рассеянных без потери скорости электронов, она оказалась резко отличной от кривой, обычно наблюдавшейся для никеля. Эта новая кривая обладала большим количеством пиков и этим сильно напоминала кривые распределения интенсивности, получаемые при отражении рентгеновых лучей от кристаллов. Указанное изменение формы кривых было приписано авторами тому, что в результате длительного прокалывания в процессе восстановления поверхности произошла перекристаллизация никеля, и исследуемая поверхность обратилась из поликристаллической в поверхность нескольких (небольшого числа) крупных монокристаллов.

Дэвиссон и Джермер показали²¹, что пики новой кривой распределения можно объяснить как диффракционные максимумы, получившиеся в результате дифракции на пространственной и плоской решетках, с постоянными, соответствующими постоянным решетки никеля. При этом длины диффрагирующих волн оказывались обратно пропорциональными скоростям электронов и должны были быть приняты равными $\lambda = \frac{h}{mv}$, где h — постоянная Планка, а m и v — масса и скорость электрона

Эти опыты впервые обнаружили существование дифракции электронов, предсказанной Эльзассером²² вскоре после появления известной работы Де-Брогя, и явились, таким образом, первым доказательством существования де-Броглевских волн материи

5. Упомянутая работа Дэвиссона и Джермера (а также работа Томсона и Рида²³) положила начало серии исследований дифракции материальных частиц и отодвинула на задний план изучение самой вторичной эмиссии. Интерес к этому явлению сохранили лишь немногие исследователи. Он стал более общим лишь за последние годы и особенно после опубликования цитированной статьи Фарнсворта² в связи с тем большим практическим значением, которое приобрела вторичная эмиссия для усиления фототоков.

Последние работы по вторичной эмиссии носят по преимуществу прикладной характер. Они посвящены, главным образом, использованию вторичной эмиссии в фотоэлементах, явлениям, связанным с вторичной эмиссией в условиях работы приборов и характеристикам фотоэлектрических приборов с вторичной эмиссией.

III. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ; МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Вторичная электронная эмиссия, подобно эмиссии термической и фотоэлектрической, является свойством, характерным для эмитирующей поверхности. Мы знаем, что от поверхности к поверхности меняется σ — количество вторичных электронов, приходящихся на один первичный. Поскольку, кроме того, эта величина для данной поверхности зависит от скорости первичных электронов, она может быть уподоблена квантовому выходу фотоэффекта,

который, как известно, меняется в зависимости от длины волны падающего света.

С практической точки зрения σ и зависимость этой величины от скорости первичных электронов является важнейшей характеристикой поверхности, испускающей вторичные электроны.

Другим, практически не менее важным свойством эмитирующей поверхности является величина предельной плотности первичного (или, что то же, вторичного) электронного потока, осуществимого без нарушения эмиссионных свойств поверхности. Несмотря на то, что использование фотодинаatronных приборов в настоящее время в значительной мере ограничивается недостаточной величиной силы тока на выходе, эмитирующие поверхности с этой точки зрения не исследовались.

Вопрос о распределении вторичных электронов по скоростям не имеет столь непосредственного практического значения. Он, однако, является весьма важным принципиально, так как изучение распределения по скоростям является одним из путей выяснения происхождения вторичных электронов и механизма вырывания. Тем самым эта характеристика потока вторичных электронов приобретает и большой практический интерес, так как изготовление поверхности, обладающей нужными эмиссионными свойствами, невозможно без понимания сущности явления.

С этой точки зрения распределение вторичных электронов по направлениям также может явиться важной характеристикой вторичного электронного потока подобно тому, как это оказалось в случае огаженных электронов. До сих пор, однако, никаких указаний на это в литературе не имеется.

2. За исключением описанного нами выше, примененного Ленардом фосфороскопического метода, пригодного лишь для грубой оценки наблюдающихся соотношений и имеющего, главным образом, исторический интерес, и калориметрического, использованного Хэмом и Уайтом²⁹, примененного только в случае больших мощностей первичного потока, во всех исследованиях вторичной эмиссии для изучения вторичных электронных потоков применялось измерение силы тока (гальванометром или электрометром) или величины заряда электрометр).

Прибор, служащий для снятия кривых, выражающих зависимости σ от скорости первичных электронов, должен состоять из двух частей: источника первичных электронов и электрода, предназначенного для собирания вторичных. Этот последний электрод (коллектор) весьма часто выполняется в виде фарадеева цилиндра. Что касается источника первичных электронов, он обычно представляет собой „электронную пушку“ и состоит из термийонного катода и системы электродов, создающих достаточно узкий первичный пучок. Катод, по возможности, делается эквипотенциальным. Особенно существенно это при работе с малыми скоростями первичного пучка.

На рис. 2 изображены прибор и схема, с которыми производил измерения Петри²⁴. Этот прибор состоит из вольфрамовой нити

накала F_1 , ряда диафрагм SSS , фарадеева цилиндра C , внутри которого располагается исследуемая пластинка, и нити накала F_2 , служащей для обезгаживания пластинки. Ток вторичной эмиссии (ток на фарадеев цилиндр) измеряется гальванометром G_1 ; первичный же ток — гальванометром G_2 . В обеих цепях измерение производилось компенсационным методом с точностью до $0,1\%$. Этот способ измерения имеет ту особенность, что ток вторичной эмиссии измеряется непосредственно.

Фарнсвортом во всех его многочисленных работах применялся другой способ измерения, при котором ток вторичной эмиссии определялся как разность двух токов²⁵. На рис. 3 изображена

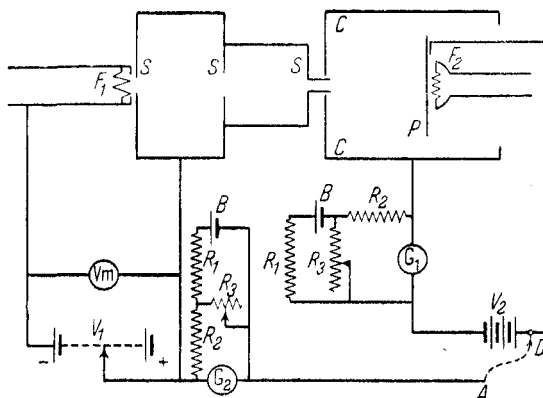


Рис. 2. Схема установки для измерения вторичной эмиссии (по Петри).

наиболее совершенная из конструкций прибора Фарнсворта^{26,27}. В левом горле стеклянного баллона расположена весьма тщательно сконструированная²⁸ электрическая пушка. В правом горле помещается фарадеев цилиндр F , закрытый защитным цилиндром E , и изолированный от него посредством кварцевых колец. Цилиндр E служит для предотвращения попадания на фарадеев цилиндр электронов, которое может возникнуть в результате многократного их отражения от металлизированной внутренней поверхности сферической части баллона. Цилиндр F расположен таким образом, что один его конец находится в центре сферы D . Исследуемая пластинка помещается внутри F и может быть (с помощью магнита) перемещена из одного конца цилиндра в другой.

Снятие кривой $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ происходит следующим образом: 1) измеряют ток i_1 на пластинку, когда она расположена в переднем конце цилиндра, 2) измеряют ток i_2 на пластинку, когда она находится в заднем конце цилиндра. Так как пластинка и цилиндр соединены вместе и длина цилиндра такова, что в случае (2) из него не может выйти ни один вторичный электрон, то разность $i_2 - i_1$ дает ток вторичной эмиссии.

Из других способов измерения σ нужно отметить калориметрический метод, примененный Хэмом и Уайтом²⁹ при исследовании вторичной эмиссии в трубке Кулиджа, при бомбардировке анода электронами больших скоростей (до 20 kV). Указанные авторы определяли отношение числа вторичных электронов к числу первичных, измеряя разность между энергией, подводимой к трубке, и количеством тепла, выделяющегося на аноде (измеренного по температуре охлаждающей воды). Отношение этой разности к подводимой энергии дает σ .

3. Исследование распределения вторичных электронов по скоростям может вестись одним из двух методов: а) методом задержки-

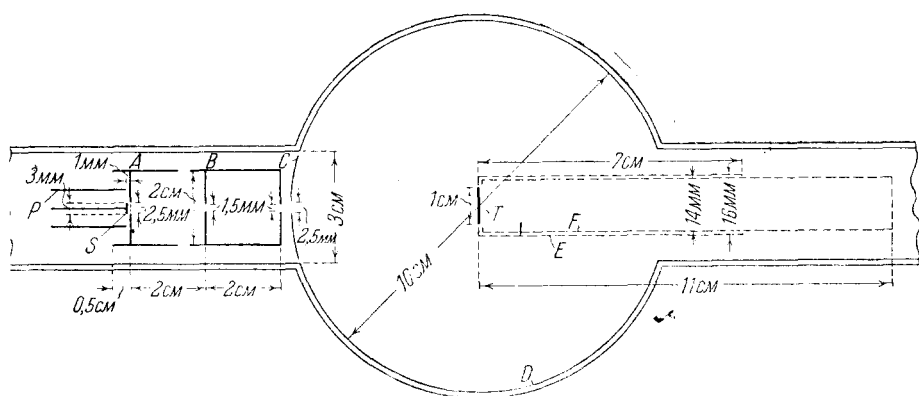


Рис. 3. Схема прибора для исследования зависимости σ от скорости первичного пучка и распределения электронов по скоростям (по Фарнсворту).

вающего потенциала, известного также под названием метода сферического конденсатора, и б) методом магнитного анализа. Оба эти метода неоднократно описывались, и поэтому мы на них подробно останавливаться не будем. Описание их и соответствующую литературу можно найти, например, в книге Юза и Дю-Бриджа³⁰, а также в обзоре Рамзауэра и Коллата³¹. Отметим, что прибор Фарнсворта (рис. 3) весьма удобен для измерения распределения по скоростям с помощью метода задерживающего поля.

Мы должны сделать несколько замечаний, касающихся достоинств и недостатков того и другого метода. При исследовании распределения электронов по скоростям посредством магнитного анализа непосредственные данные опыта, выражающие зависимость числа электронов, попадающих на коллектор, от напряженности анализирующего поля, дают уже распределение электронов и притом именно по скоростям. Это легко видеть на основании линейности соотношения между напряженностью однородного магнитного поля H , в котором движется электрон, и скоростью последнего v

$$v = r \frac{e}{m} H \quad (1)$$

где e и m — заряд и масса электрона, а r — радиус окружности, по которой электрон движется. Таким образом, для того чтобы получить здесь кривую распределения по скоростям, достаточно нанести новый масштаб по оси абсцисс.

Иначе обстоит дело в случае метода задерживающего потенциала. Прежде всего, как это ясно вытекает из соотношения, лежащего в основе этого метода,

$$\frac{mv^2}{2} = eV \quad (2)$$

где v — задерживающая разность потенциалов, опыт дает здесь распределение не по скоростям, а по энергиям. Кроме того, кривая, выражающая зависимость силы тока на коллектор от задерживающего потенциала, не выражает функции распределения, но является ее интегралом, так как при всяком значении задерживающего потенциала на коллектор будут поступать все электроны с энергиями от максимальной до определяемой равенством (2). Поэтому в рассматриваемом случае для получения кривой распределения необходимо произвести дифференцирование экспериментальной кривой. Между тем весьма часто интегральные кривые ток — напряжение без всякой оговорки называются кривыми распределения.

Необходимость дифференцирования является наиболее серьезным источником ошибок при пользовании методом задерживающего потенциала. В остальном этот способ при надлежащем выполнении прибора (малых размеров шаро-или дискообразный электрод, помещенный в центре сферического коллектора значительных размеров) является более надежным, нежели метод магнитного анализа, основной недостаток которого заключается в малой интенсивности поступающего на коллектор электронного потока. По этой причине существенные ошибки могут возникнуть здесь за счет электронов, попадающих на коллектор в результате многократных отражений внутри прибора. С этим можно бороться, ослабляя отражение, например, покрывая внутренние поверхности прибора, и особенно диафрагмы, сажей.

4. Поскольку распределение электронов по направлениям в настоящее время является областью, относящейся к исследованию дифракции электронов, мы не будем останавливаться на приборах и способах соответствующих измерений. Подробные указания на этот счет можно найти, например, в книгах Тартаковского³² и Марка и Вирля³³.

IV. Вторичная эмиссия металлов

1. Изучение зависимости σ от скорости первичных электронов, равно как и распределение вторичных электронов по скоростям, было начато в 1909 г. и продолжается до настоящего времени. Несмотря на то, что многое уже выяснено, обширный экспериментальный материал, накопленный за этот промежуток времени, является в достаточной мере противоречивым, и сейчас еще не-

возможно с полной определенностью ответить на целый ряд вопросов.

Первые измерения зависимости σ от скорости первичных электронов были сделаны Байером^{15,31,35}, Гертсом и Кэмпбеллом^{18,19}. Все эти авторы нашли, что для всех исследованных металлов (Pt, Cu, Ni, Pb, Co) кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ являются почти совершенно одинаковыми. Этот совершенно неверный результат должен быть отнесен за счет того, что в то время и техника получения вакуума и способы обезгаживания металлов находились лишь в зачаточном состоянии, так что, собственно говоря, исследованию подвергались не сами металлы, а газовые пленки, находившиеся на поверхности.

Результаты работ Хэлла³⁶, Барбера³⁷, Хортон и Дэвис³⁸ также находятся в противоречии с результатами более поздних работ, и вероятно, по той же самой причине.

Первой работой, внушающей доверие в отношении вакуумной техники, является работа Фарнsworthа³⁹, опубликованная в 1922 г. Фарнsworth исследовал вторичную эмиссию никелевой пластинки, предварительно тщательно обезгаженной и помещавшейся в баллоне, давление в котором не превышало 10^{-7} мм Hg. Результаты этого исследования показали, что ход кривой $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ определяется в первую голову степенью обезгаживания металла. Лишь после прокаливания пластинки в течение нескольких минут при температуре красного каления получается "предельная кривая", не изменяющаяся при дальнейшей термической обработке. Таким образом лишь эта предельная кривая является характерной для поверхности металла, лишенной окклюдированных газов.

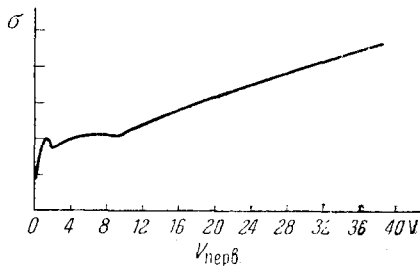


Рис. 4. Предельная кривая для никеля (по Фарнsworthу).

Предельная кривая для никеля изображена на рис. 4. Подъем кривой начинается со скорости первичных электронов в 0,2 В и продолжается до скорости в 4 В. В интервале скоростей первичных электронов от 4 до 9 В величина σ остается постоянной. При $V_{\text{перв}} > 9$ В σ опять растет и достигает 1 при $V_{\text{перв}}$, равном 260 В.

Кривые распределения вторичных электронов по энергиям, снятые Фарнsworthом по методу задерживающего потенциала, показывают, что при скоростях первичных электронов, меньших 9 В, подавляющее большинство вторичных электронов обладает скоростями, близкими к скорости первичных, при первичных же скоростях, больших 9 В, увеличивается число вторичных электронов со скоростями, меньшими первичной, причем их относительное количество возрастает по мере увеличения скорости первичного пучка. Резкое изменение хода кривой $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ при скорости первичных электронов в 9 В, а также изменение распределения вторичных

электронов по скоростям, имеющее место в этой точке, указывает на то, что при скоростях первичного пучка, меньших 9 В, имеет место лишь упругое отражение первичных электронов, собственно же вторичная эмиссия начинается лишь при $V_{\text{перв}} = 9$ В.

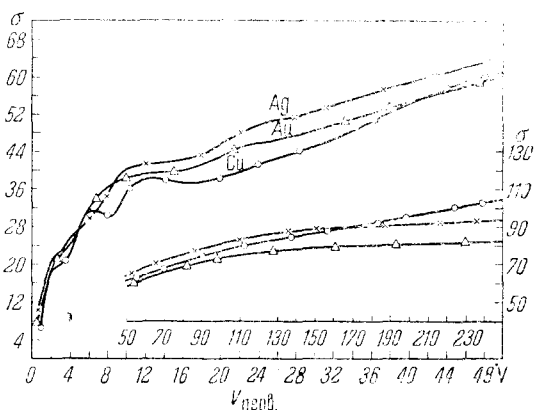


Рис. 5. Предельные кривые для меди, серебра и золота (по Фарнсворту).

В следующих своих работах⁴⁰⁻⁴³ Фарнсворт получил предельные кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ для меди, серебра, золота, вольфрама, платины, свинца, магния, алюминия и железа, подвергая эти металлы

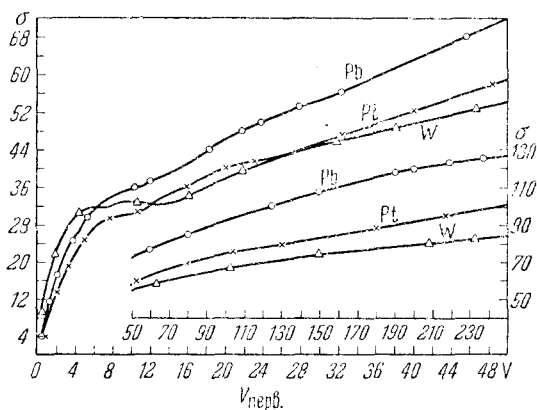


Рис. 6. Предельные кривые для свинца, платины и вольфрама по (Фарнсворту).

тщательному обезгаживанию. Некоторые из этих предельных кривых приведены на рис. 5 и 6. Во всех случаях наблюдается быстрый подъем кривых при малых скоростях первичных электронов, прекращающийся в области скоростей от 3 до 11 В, и дальнейший

более медленный подъем. Кривые для серебра и золота обнаруживают, кроме того, небольшие максимумы при 3 V. Кривые для меди имеют два резких максимума при 3 и 6,5 V и два менее резких — при 14—20 V. Кривая для железа дает резкие максимумы при 1,2 и 7 V и резкие минимумы при 3,7 и 12,0 V. Менее резко выраженный максимум и минимум для железа находятся при 10,0 и 9,0 V.

Значение σ для алюминия и магния оказывается много больше, чем для прочих металлов; так например, для Al σ достигает 1,8 при скорости первичных электронов в 140 V.

Кривые распределения скоростей, полученные Фарнсвортом для тех же металлов, показывают, что при малых первичных скоростях большинство вторичных электронов обладает скоростями, близкими

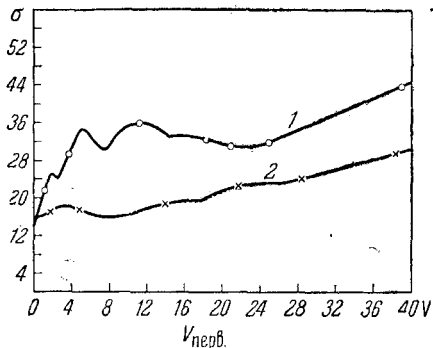


Рис. 7а. Кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$, полученные с помощью прибора более совершенной конструкции для железа (1) и серебра (2) (по Фарнсворту).

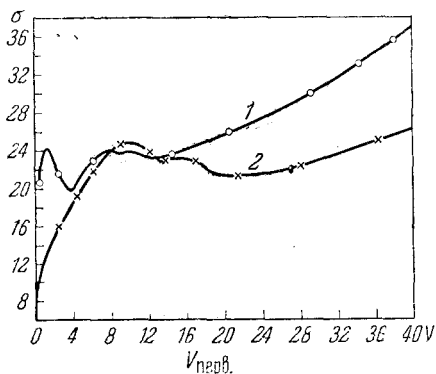


Рис. 7. То же, что и рис. 7а, для меди и никеля (по Фарнсворту).

к первичным, и что по мере возрастания скорости первичного пучка увеличивается относительное количество вторичных электронов с низкими скоростями. Электроны с малыми скоростями появляются при первичных скоростях, меняющихся от металла к металлу; соответствующие значения первичных скоростей лежат для исследованных металлов в интервале от 9 до 15 V.

Несколько позже Фарнсворт повторил измерение вторичной эмиссии для железа, никеля, серебра и меди, пользуясь более совершенным прибором (рис. 3), преимущества которого по сравнению с прибором, применявшимся прежде, заключались в следующем: 1) благодаря новой конструкции электронной пушки было возможно получать более интенсивный пучок электронов с низкими скоростями и 2) коллектор вторичных электронов имел форму сферы, диаметра, много большего размеров исследуемого образца, благодаря чему поле было близко к радиальному.

Кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ для железа и меди, полученные с помощью этого прибора, оказались совпадающими с кривыми, получавшимися прежде; кривые же для никеля и серебра обнаружили большее число минимумов и максимумов, чем это наблюдалось раньше. Эти кривые приведены на рис. 7.

Исследование распределения вторичных электронов по скоростям, в согласии с прежними результатами показало, что вплоть до определенного значения скорости первичного пучка, меняющейся от металла к металлу, большая часть вторичных электронов имеет энергию, приблизительно равную энергии первичных. Кроме того, обнаружилось, что при первичных скоростях, меньших 35—40 V, для исследованных четырех металлов не существует вторичных электронов со скоростями, близкими к нулю.

Подводя итоги своих работ, Фарнсворт приходит к следующему заключению: между кривыми, выражающими зависимость σ от скорости первичных электронов, и кривыми распределения вторичных электронов по скоростям невозможно установить соответствия; максимумы и минимумы кривых $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ должны быть приписаны селективности отражения электронов определенных скоростей, определяемой структурой поверхности.

Таким образом Фарнсворт в противоположность другим авторам (см. ниже) выдвигает на первый план свойства поверхности, а не свойства отдельных атомов вещества. С целью подтверждения этой точки зрения он в следующей работе⁴⁵ сравнивает вторичную эмиссию фосфористой бронзы и монокристаллов меди. Кривая $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ для фосфористой бронзы, содержащей 95,4% меди, 4,5% олова и 0,1% фосфора, оказалась совершенно не похожей на соответствующую кривую для чистой меди. Фарнсворт считает, что это с несомненностью указывает на то, что зависимость от скорости первичных электронов определяется расположением атомов, а не их структурой, так как в противном случае разница между кривыми для меди и фосфористой бронзы почти не должно было бы наблюдаться. Этот взгляд подтверждается и тем, что кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ для монокристаллов меди и химически чистой меди в виде поликристаллического образца также сильно разнятся друг от друга. На рис. 8 приведены кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ для фосфористой бронзы (I), поликристаллической меди (II) и монокристалла меди (III).

3. Целый ряд исследователей^{46, 47, 24, 48, 49} придерживался взглядов, противоположных точке зрения Фарнсворта, считая, что вторично-эмиссионные свойства поверхности определяются свойствами самих атомов вещества — структурой их электронных оболочек, и пытался этим путем объяснить тонкую структуру кривых $\sigma = f(V_{\text{перв}})$. Тот же взгляд, как известно, высказывали первоначально Дэвиссон и Кэнсмен⁵⁰.

Петри в своей первой работе²⁴ исследовал вторичную эмиссию железа, молибдена и никеля, предварительно обезгаженных прокаливанием в вакууме. Результаты измерений показали, что кривая $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ для железа имеет 25 малых максимумов, кривая для никеля — 16 и кривая для молибдена — также 16. Некоторые из критических потенциалов (т. е. значений $V_{\text{перв}}$, соответствующих максимумам) оказались совпадающими с уровнями энергии для мягких рентгеновых лучей. Особенно хорошее совпадение обнаружилось для железа, при значениях критических потенциалов меньших

40 В, и уровнями, найденными для этого металла Томасом⁵¹. Данные Петри и Томаса сопоставлены в табл. 1.

В следующей своей работе⁴⁸ Петри снимал кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ для вольфрама, меди и золота. На этих кривых также были получены малые максимумы, которые могли быть сопоставлены с уровнями энергии для мягкого рентгеновского излучения, как это видно из табл. 2.

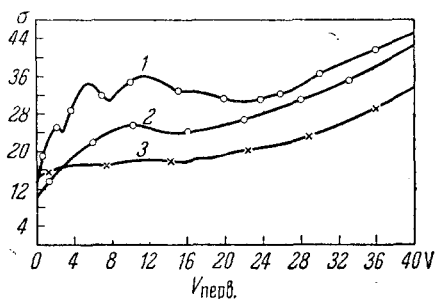


Рис 8. Кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ для поликристаллической меди (1), фосфористой бронзы (2) и монокристалла меди (3) (по Фарнсворту).

Штульман⁴⁷ изучал вторичную эмиссию железа, пользуясь трех-электродной лампой, имевшей вольфрамовый катод, железную сетку и железный анод. Посредством обычной интерпретации кривой $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ ($h\nu = eV$) он получил резко выраженные M_2 -, M_3 - и M_4 -линии рентгеновского спектра железа. Вычисленная граница серии оказалась лежащей вблизи 177,4 В.

Крефт⁴⁹ измерял вторичную эмиссию для вольфрама, пользуясь прибором, позволявшим во время измерений поддерживать исследуемую пластинку в накаливаемом состоянии, причем давление газа в приборе не превышало 10^{-8} мм Hg; данные измерений были воспроизводимы с точностью до 0,1%.

ТАБЛИЦА 1

Критические потенциалы для железа	Уровни энергии мягких рентгеновских лучей (по Томасу ⁵¹)
7,3	7,3
11,6	11,1
14,4	14,1
—	15,5
18,3	19,4
22,6	—
25,0	24,3
29,0	28,8

ТАБЛИЦА 2

Критические потенциалы для меди	Уровни энергии для мягких рентгеновских лучей (по Томасу ⁵¹)
7,8	10,3
12,6	12,3
—	14,2
16,8	15,7
19,5	19,0
—	20,7
23,8	23,8
—	25,5
—	33,7
—	35,7
39,0	40,0
(четыре величины пропущены)	
56,9	53,8
—	62,0
—	64,5
73,5	74,0

Кривые $\sigma = f(V_{\text{перв.}})$ снимались при температуре пластинки от 1250 до 1480° К и для интервала первичных скоростей от 10 до 700 V.

Эти кривые обнаруживают максимум при 15,3 V, минимум при 20 V и 18 малых максимумов, расположенных между 25 и 600 V. Положения этих максимумов хорошо согласуются с данными Ричардсона и Чоклина⁵² о мягком рентгеновском излучении вольфрама (N-и O-уровни).

Следует также остановиться на эффекте обезгаживания, тщательно изученном Крефтом. Крефт полагает, что вольфрам, прокаленный при 1500°К, нельзя считать совершенно обезгаженным, и считает, что ход кривой $\sigma = f(V_{\text{перв.}})$ при значениях $V_{\text{перв.}}$ от 10 до 25 V обусловлен наличием адсорбированного газа. При охлаждении хорошо обезгаженного вольфрама в первые моменты, обычно, максимумы кривой $\sigma = f(V_{\text{перв.}})$ становятся более ярко выраженными. Если вольфрам остается в охлажденном состоянии в течение такого промежутка времени, за который может адсорбироваться лишь очень небольшое количество газа, то на кривой появляется ряд новых максимумов. При адсорбции большого количества газа вся тонкая структура кривой исчезает.

Таким образом и за и против предположения о влиянии структуры атомов на вторично-эмиссионные свойства поверхности имеются достаточно убедительные экспериментальные аргументы, и вряд ли можно отдать предпочтение одной из этих точек зрения. Правильнее будет допустить, что вторичная эмиссия определяется обоими факторами. В связи с этим следует упомянуть более позднюю работу Фарнswortha,⁵³ посвященную дифракции электронов на кристаллах меди и серебра. Благодаря усовершенствованию аппаратуры Фарнsworth смог обнаружить тонкую структуру дифракционных максимумов, которая, несмотря на сходство кристаллических решеток серебра и меди (отличаюся только постоянной), существенно различалась для обоих металлов. Это заставило Фарнsworth высказать вполне правдоподобное предположение, что, помимо структуры решетки, в дифракции электронов играет роль и строение оболочек атома.

4. До сих пор мы говорили о ходе кривых $\sigma = f(V_{\text{перв.}})$ в области сравнительно низких значений $V_{\text{перв.}}$. Если проследить зависимость σ от $V_{\text{перв.}}$ при более высоких первичных скоростях, то обнаруживается, что все кривые дают более или менее широкий максимум в области первичных скоростей в несколько сот вольт и затем постепенно спадают. Положение максимума и максимальное значение σ меняется от металла к металлу. На рис. 9 приведены кривые $\sigma = f(V_{\text{перв.}})$ для Be, Ba, Mo и Ta, снятые в интервале от 0 до $5 \cdot 10^3$ V. В табл. 3 даны максимальные значения σ и величины напряжений, соответствующие максимумам для различных металлов.

Коплэнд^{54, 55, 56} исследовал ход кривых $\sigma = f(V_{\text{перв.}})$ в области первичных скоростей, больших соответствующей максимуму, и ему удалось установить связь между ходом кривых в этой области и

ТАБЛИЦА 3

Металл	Максимальное значение величины σ	Напряжение, соответствующее максимуму	Автор
Железо	1,3	348	Петри ²⁴
Никель	—	455	
Молибден	—	356	
Вольфрам	1,45	700	Петри ⁴⁸
Медь	1,32	240	
Золото	1,14	330	
Золото	1,71	900	Копленд ⁵⁵
Алюминий	1,75	350	

атомным номером соответствующего металла. Оказалось, что кривую в области за максимумом можно представить в виде обратной показательной функции энергии первичных электронов,

$$\sigma = \kappa V_{\text{перв}}^{-s}$$

где κ и s — постоянные для данного металла, причем s уменьшается с атомными номером. На основании этого Копленд

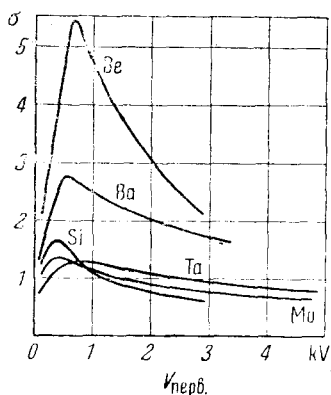


Рис. 9. Кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ в широком интервале первичных скоростей для различных металлов (по Копленду).

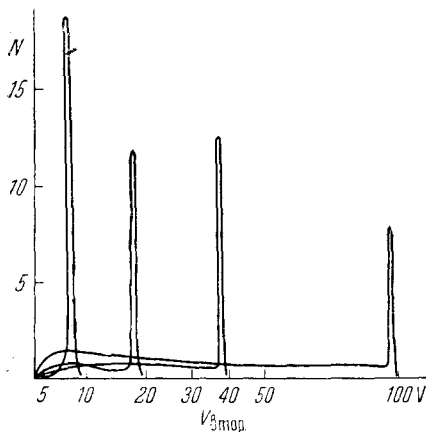


Рис. 10. Кривые распределения вторичных электронов по скоростям для молибдена при разных скоростях первичных электронов: 1) $V_{\text{перв}} = 10$ В, 2) $V_{\text{перв}} = 20$ В, 3) $V_{\text{перв}} = 40$ В, 4) $V_{\text{перв}} = 100$ В (по Соллеру).

заклучил, что спадание кривых за максимумом обусловлено увеличением глубины проникновения электронов в металл.

5. Мы должны теперь несколько подробнее рассмотреть кривые распределения вторичных электронов по скоростям, которые также являются важными характеристиками эмитирующей поверхности

Эти кривые для всех металлов имеют в общем одинаковый вид и обнаруживают обычно два максимума: низкий и пологий, соответствующий вторичным электронам в собственном смысле слова (электроны с малыми скоростями), и высокий и весьма резкий, относящийся к электронам, рассеянным без потери скорости. На рис. 10 приведены подобные кривые, полученные Соллером⁵⁷ по методу магнитного анализа для молибдена при различных первичных скоростях.

Соллер⁵⁷ исследовал (на молибдене) влияние обезгаживания на ход кривой распределения по скоростям. Он нашел, что при прокаливании пластинки при температуре в 850°C в течение 20 час. почти не наблюдается изменений в ходе кривых распределения. Лишь при значительно более сильных термических воздействиях (40 час. при 1250°C) кривые существенно изменяются. Эти изменения сводятся к ослаблению пологого максимума и усилению максимума для электронов, отраженных без потери скорости.

Соллер исследовал также зависимость высоты максимума для отраженных электронов от скорости первичного пучка. Полученные им кривые оказались имеющими несколько максимумов, причем положения их соответствовали значениям критических потенциалов, найденных Петри для молибдена.

Рудберг⁵⁸, пользуясь методом магнитного анализа, исследовал распределение вторичных электронов по скоростям для накаливаемых пластинок меди, золота, серебра, платины, окисей магния, кальция, стронция и бария. Его измерения показали, что пологий максимум кривой распределения, относящийся к вторичным электронам с низкими скоростями, должен быть в значительной степени отнесен за счет газовой пленки, адсорбированной на поверхности. Это следует из того, что в случае кривых, снятых с накаливаемых металлов, поверхность которых заведомо свободна от газа, пологий максимум оказывается значительно ослабленным, и наряду с ним появляется еще несколько небольших максимумов. Положения этих новых максимумов относительно пика, соответствующего упруго рассеянным электронам, оказываются независимыми от скорости первичных электронов. Это указывает на то, что они возникают за счет неупруго-отраженных электронов, теряющих при отражении всегда одно и то же (абсолютное) количество энергии. Таким образом эти максимумы характерны уже для поверхности самого металла.

Следуя методике Рудберга (накаленный металл, магнитный анализ) Хаурт^{59, 60} исследовал распределение по скоростям для вторичных электронов в случае молибдена. Для получения хорошего вакуума Хаурт тщательно обезгаживал баллон своего прибора, прогревая его в течение 500 час. при температуре в 500°C. Исследуемая молибденовая пластинка обезгаживалась прокаливанием в общей сложности в течение 3500 час., причем в продолжение последних 1000 час. ее температура превышала 2100° K. В конце процесса обезгаживания давление в приборе составляло $2 \cdot 10^{-8}$ мм Hg при

охлажденной пластинке и $3-4 \cdot 10^{-8}$ мм Hg — при накаливаемой. Большая часть измерений велась при температуре пластинки в 1400°K .

Измерения Хаурта показали также что, помимо обычного острого максимума для упруго-отраженных электронов, существует еще ряд неровностей в ходе кривой. Эти новые максимумы можно классифицировать следующим образом: 1) максимумы для значений энергии вторичных электронов, на 10,6, 22 и 48 V меньших, чем первичная (эти максимумы наблюдал Рудберг); 2) максимумы при значениях энергии вторичных электронов в 11,24 и 35 V. Положения всех этих максимумов не зависят от скорости первичных электронов, и, таким образом, группы максимумов (1) должны быть приписаны определенным образом неупруго-отражающимся электронам, группы (2) — селективности вторичной эмиссии.

Хаурт исследовал также связь между количеством упруго-отраженных электронов и скоростью первичного пучка. Оказалось, что соответствующая кривая обнаруживает несколько максимумов, часть из которых соответствует напряжениям, при которых лежат пики типа (1), остальные же должны быть отнесены за счет дифракции электронов. Автор дает этим результатам истолкование, базирующееся на современной теории металлов.

Чилинский⁶⁴ посредством магнитного анализа изучал распределение по скоростям вторичных электронов, возникающих при бомбардировке серебра быстрыми первичными электронами (со скоростями от 2,1 до 30 kV). Его измерения показали, что кривые распределения имеют максимумы, положения которых зависят от скорости первичных электронов. Для напряжений до 10 kV максимум числа вторичных электронов приходится на область скоростей от 0,6 до 0,7 начальной, при скоростях первичных электронов в 15—30 kV максимум лежит уже между 0,7 и 0,8 скорости первичного пучка. Спадание кривой в области скоростей за максимумом происходит тем быстрее, чем больше скорость первичных электронов. В сторону скоростей, меньших соответствующей максимуму, спадание характеризуется тем, что ордината кривой принимает значение, равное половине максимального при 0,3 первичной скорости в случае скорости первичных электронов до 10 kV и около 0,5 — при более высоких значениях первичных скоростей. Ход этих кривых напоминает ход кривых для непрерывного рентгеновского спектра.

Бринсмэд⁶², также пользуясь магнитным методом, исследовал распределение по скоростям вторичных электронов, испускаемых алюминием при малых скоростях первичного пучка (5—175 V). Он установил наблюдавшееся и другими авторами уменьшение относительного количества электронов с высокими скоростями, возникающее по мере увеличения скорости первичного пучка. Так, по его данным при $V_{\text{перв}} = 7$ V число вторичных электронов, рассеянных без потери скорости, составляет 95%, при 12 V — 90%, при 35 V — 10% и при 175 V — 2%.

6. Теперь мы кратко остановимся на работах, стоящих несколько в стороне от цитированных выше, которые более или менее связаны друг с другом.

Работа Балтрушайта и Штарке⁶³ (опубликована в 1922 г.), по-видимому, осталась неизвестной большинству исследователей вторичной эмиссии и не оказала никакого влияния на общий ход исследований в этой области. Как и во всех ранних работах, эти авторы получили почти идентичные кривые $\sigma = f(V_{\text{перв}})$ для всех исследованных металлов.

Мак Аллистер⁶⁴ исследовал вторичную эмиссию меди и окиси меди. Он нашел, что σ оказывается больше для окиси меди, чем для меди, так же как и „ионизационный потенциал“, т. е. значение ускоряющего напряжения, при котором появляется вторичная эмиссия. Весьма сомнительный характер носит техника эксперимента. Работы Беккега⁶⁵ имели целью подтвердить уверенность автора в том, что механизм вторичной эмиссии тождественен с механизмами эмиссии фотоэлектрической и термической. Однако полученные им результаты ни в какой мере не подтверждают указанной точки зрения.

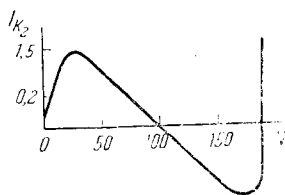


Рис. 11. Характеристика динатрона

Тартаковский и Кудрявцева⁶⁶ установили связь, существующую между вторичной эмиссией и ферромагнетизмом, показав, что для никеля вторичная эмиссия скачкообразно изменяется при температуре точки Кюри.

Значительное количество работ⁶⁷ посвящено исследованию мешающего действия вторичной эмиссии сеток катодных ламп. Это явление особенно сказывается в случае окисных и торированных катодов, так как во время активации и в течение работы лампы сетка покрывается металлом с малой работой выхода. С вторичной эмиссией сетки обычно борются, окисляя ее.

Целый ряд авторов — Муллин⁶⁷, Адамс и Кэмпбелл⁶⁸, Гейнер⁶⁹, Пеннинг и Круитгоф⁷⁰ и Циглер⁷¹ — исследовал шротэффekt во вторичной эмиссии. На этих работах также мы останавливаться не будем.

7. В качестве примера практического использования вторичной эмиссии следует указать на динатрон Хэлла^{1,73}, в котором вторичная эмиссия используется для получения отрицательного сопротивления. Динатрон представляет собой вакуумную трубку, имеющую нить накала, анод в виде сетки и окружающий его цилиндр, представляющий собой катод вторичной эмиссии. На сетку подается положительный относительно нити потенциал; потенциал катода вторичной эмиссии должен быть ниже потенциала сетки. Характеристика динатрона приведена на рис. 11, где по оси абсцисс отложено напряжение на цилиндре (по отношению к отрицательному концу нити накала), а по оси ординат — сила тока в цепи цилиндра, причем за положительное направление тока принимается то, при котором электроны идут от нити к цилиндру. При напряжениях от 0 до 25 В положительный ток растет. Начиная с 25 В, становится заметной вторичная эмиссия, и этот ток начинает падать. При 100 В количество вторичных электронов оказывается

равным числу первичных; ток в цепи цилиндра обращается в нуль. При дальнейшем увеличении напряжения на цилиндре количество вторичных электронов продолжает расти, и ток в цепи цилиндра меняет направление. При напряжении около 175 V разность потенциалов анода и катода вторичной эмиссии оказывается уже недостаточной для того, чтобы притягивать все вторичные электроны, и „отрицательный“ ток уменьшается. Кривая вновь пересекает ось абсцисс, и положительный ток достигает значения, соответствующего насыщению. В интервале 50—150 V (для лампы, к которой относится характеристика) динатрон представляет собой отрицательное сопротивление, почти линейно меняющееся с изменением напряжения.

Динатрон может быть использован как генератор или как усилитель тока и напряжения почти для всех звуковых и радиочастот.

V. Вторичная эмиссия сложных поверхностей

1. В предыдущем разделе при рассмотрении вторичной эмиссии металлов мы не стремились придерживаться хронологической последовательности исследований и располагали материал, следуя внутренней связи между отдельными работами. Это, несомненно, более целесообразно и было осуществимо благодаря тому, что вторичная эмиссия металлов исследована более или менее подробно и всесторонне. С совершенно иным положением мы встречаемся, переходя к рассмотрению вторичной эмиссии сложных поверхностей.

Как мы уже указывали выше, после открытия Дэвиссоном и Джермером дифракции электронов, интерес к вторичной эмиссии как таковой резко упал, и дальнейшие работы пошли, главным образом, по новому руслу. Годы с 1929 по 1933 дают минимум числа работ по вторичной эмиссии, и интерес к этому явлению пробуждается вновь лишь после опубликования Фарнсвортом² достигнутых им замечательных результатов по усилению фототоков. Отметим, что в СССР идея об использовании вторичной эмиссии фотокатодов имеет еще большую давность³, и еще до появления статьи Фарнсворта была опубликована работа, посвященная вторичной эмиссии калевых и гидридно-калевых поверхностей⁷⁵.

Работы последних лет почти исключительно относятся к использованию вторичной эмиссии кислородно-цезиевых фотокатодов для усиления фототоков в различных фотоэлектрических приборах, причем изучение самого явления вторичной эмиссии происходит лишь попутно. Поэтому в отношении вторичной эмиссии сложных поверхностей не существует еще ни достаточно обширного экспериментального материала, ни сложившихся точек зрения, и группировка работ по тематике не представляется возможной. Ввиду этого в настоящем разделе мы будем придерживаться другого способа расположения материала: сначала дадим в хронологическом порядке изложение основных результатов работ и в заключение рассмотрим пути практического использования вторичной эмиссии.

2. Кислородно-цезиевые фотокатоды, равно как и другие, применяемые в современных фотоэлементах, представляют собой так называемые сложные поверхности. Этим термином сейчас мы обозначаем поверхностный слой, состоящий из чередующихся слоев металла и диэлектрика или слоев различных металлов.

Как известно, катод цезиевого фотоэлемента состоит из металлической подкладки (чаще всего — серебра), на которой тем или иным путем образован слой окиси цезия Cs_2O , на поверхности которого имеются адсорбированные атомы Cs. Толщина слоя окиси цезия может составлять от нескольких молекулярных слоев до нескольких сотен молекул и обычно равна около 100 молекулярных слоев. Фотоэлектрическая эмиссия является, главным образом, следствием фотоионизации адсорбированных на поверхности Cs_2O цезиевых атомов, но фотоэлектрические свойства катода чрезвычайно сильно зависят и от строения слоя Cs_2O , так как сквозь этот слой от металлической подкладки должны проходить к внешней поверхности, взамен испускаемых цезиевыми атомами, новые электроны. Для того чтобы такое пополнение электронов имело место, внутри слоя Cs_2O также должны присутствовать атомы цезия и атомы тяжелых металлов⁴. Кислородно-цезиевые катоды дают очень большую величину для σ , которое может достигать десяти.

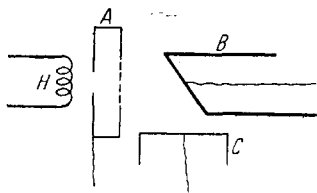


Рис. 12. Схема опытов Грошева.

Аналогичное строение имеют и так называемые массивные сенсibilизированные катоды (например гидридно-калиевые и серно-калиевые), в которых подкладкой служит сам щелочный металл, промежуточным слоем — соединение этого металла с каким-либо металлоидом (водород, кислород, сера и т. д.), а на поверхности и внутри этого слоя присутствуют атомы щелочного металла.

Катоды этого последнего типа почти не исследованы на предмет вторичной эмиссии. Единственной работой в этом направлении является работа Л. В. Грошева⁷⁵, изучавшего вторичную эмиссию калия и калия, обработанного разрядом в водороде. Автор пользовался прибором, схема которого изображена на рис. 12; здесь H — вольфрамовая спираль, служившая источником первичных электронов, A — анод, с помощью которого эти электроны ускорялись в направлении полого феррохромового цилиндра B , на косо срезанную торцевую поверхность которого наносился слой калия, а C — коллектор, улавливавший вторичные электроны.

Грошев нашел, что для феррохрома, калия и калия, обработанного разрядом в водороде, σ не зависит от скорости первичных электронов в интервале скоростей от 0 до 2500 V. Он обнаружил также, что 15-кратное увеличение интегральной чувствительности калия вследствие обработки поверхности разрядки в водороде не изменяет сколько-нибудь заметно величины σ . Полная независимость σ от скорости первичных электронов в столь широком ин-

тервале является весьма неожиданным результатом, тем более что зависимость от скорости первичных электронов наблюдается как для чистых металлов, так и для цезиевых фотокатодов.

Статья Фарнswortha², делающая эпоху в истории вторичной эмиссии, посвящена, главным образом, вопросам усиления фототоков с помощью вторичной эмиссии (см. ниже этот раздел) в связи с новой системой телевизионного передатчика⁷⁶. Относительно вторично-эмиссионных свойств цезиевых катодов Фарнsworth указывает лишь, что σ в наиболее благоприятных случаях может достигать 6. Цезиевые катоды у Фарнswortha изготовлялись обычным способом (цезий наносился на окисленное серебро).

В работе Ямса и Зальцберга⁴, сконструировавших фотоэлемент с усилением фототока при помощи вторичной эмиссии (см. ниже этот раздел), впервые приведены данные относительно зависимости

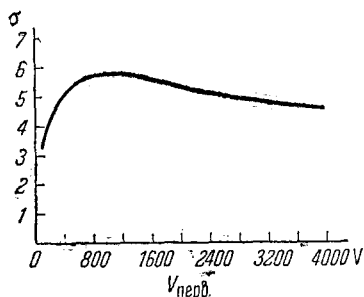


Рис. 13. Зависимость σ от скорости первичных электронов для цезиевого фотокатода (по Ямсу и Зальцбергу).

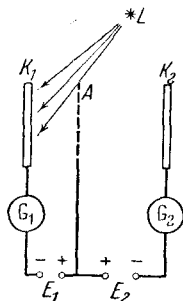


Рис. 14. Схема опытов Шмакова.

σ от скорости первичных электронов для кислородно-цезиевых катодов (цезий наносился на окисленные поверхности массивных серебряных пластинок). Найденная зависимость изображается кривой рис. 13, из которой легко видеть, что σ быстро растет в интервале скоростей первичных электронов от 0 до 300 V, несколько медленнее — в интервале 300—900 V, остается почти неизменным до 1300 V и затем медленно уменьшается. Интересно отметить, что максимум σ в случае цезиевого катода расположен при значительно более высоких напряжениях, чем для чистых металлических поверхностей.

П. В. Шмаков⁷⁷ изучал вторичную эмиссию цезиевых катодов, пользуясь прибором, схематически изображенным на рис. 14. Здесь K_1 и K_2 — два расположенные друг против друга цезиевых фотокатода, образованных на серебре, нанесенном на стенку стеклянного баллона, A — расположенная между катодами металлическая сетка, игравшая роль электрода, на который накладывалось напряжение, ускорявшее первичные электроны, вырванные светом источника L (лампы накаливания) из K_1 , и одновременно служившая коллектором вторичных электронов, выбитых из K_2 , G_1 и G_2 —

гальванометры, E_1 и E_2 — батареи. Шмаков нашел, что σ для цезиевого катода обнаруживает максимум при скорости первичных электронов, соответствующей около 900 V (см. рис. 15, где цифры около кривых указывают величину потенциала коллектора относительно катода вторичной эмиссии K_2), и что наибольшее значение σ составляет 7,3.

В отношении методики эксперимента к работе Шмакова близка работа Пеннинга и Круитгофа⁷⁸. Эти авторы также пользовались

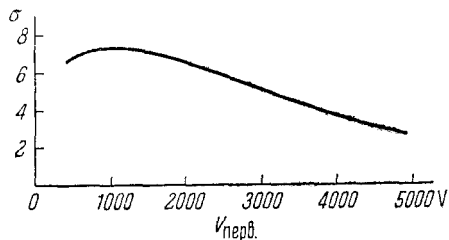


Рис. 15. Зависимость σ от скорости первичных электронов для цезиевого фотокатода по Шмакову.

для получения первичных электронов фотоэмиссией цезиевого катода. Поперечные разрезы применявшихся ими фотоэлементов изображены на рис. 16. Во всех случаях здесь K обозначает фотокатод, B — катод вторичной эмиссии и A , — состоящий из сетки анод, служащий одновременно коллектором для вторичных электронов. Полученные эти-

мими авторами данные о зависимости σ от скорости первичных электронов изображены на рис. 17. И в этом случае мы видим, что σ достигает максимума (~ 9) при высоком ускоряющем потенциале для первичных электронов. Здесь он составляет ~ 800 V. Авторы пытались установить связь между величиной σ и интегральной чувствительностью катода. Это им, однако, не удалось. Они указывают, что во многих случаях можно было понизить чувствительность катода (иногда в 30 раз) без сколько-

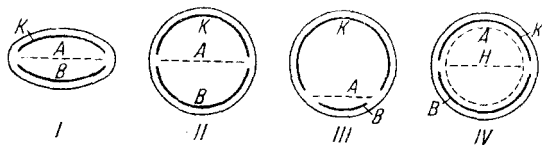


Рис. 16. Устройство фотоэлементов, на которых исследовали вторичную эмиссию Пеннинг и Круитгоф.

нибудь значительного понижения σ . Этот результат вполне подтверждает аналогичные данные, полученные Грошевым. Указанное отсутствие связи между σ и интегральной чувствительностью авторы приписывают тому, что источники фотоэлектронов и вторичных электронов не идентичны. В то время как фотоэлектроны возникают в результате фотоионизации атомов щелочного металла, адсорбированных на поверхности катода⁷⁹, вторичные электроны могут освобождаться из более глубоких слоев катодной поверхности (см. выше, начало п. 2 этого раздела).

Помимо зависимости σ от скорости, Пеннинг и Круитгоф исследовали инерцию своих фотоэлементов с вторичной эмиссией, влияющие малые количества газа на их работу и явление шротэффекта в них. Двух первых из перечисленных вопросов мы коснемся ниже.

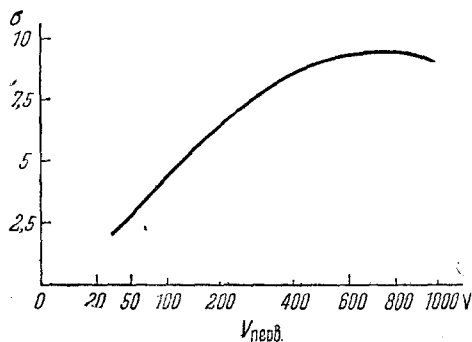


Рис. 17. Зависимость σ от скорости первичных электронов для цезиевого катода по Пеннингу и Круитгофу.

При рассмотрении флуктуаций в фотоэлементе с вторичной эмиссией авторы исходят из предположения, что каждый первичный электрон освобождает целую группу вторичных (считая в том числе и отраженные) и что все электроны такой группы достигают коллектора одновременно (последнее справедливо при неслишком высоких частотах). Полученные авторами результаты не являются, однако, достаточно определенными.

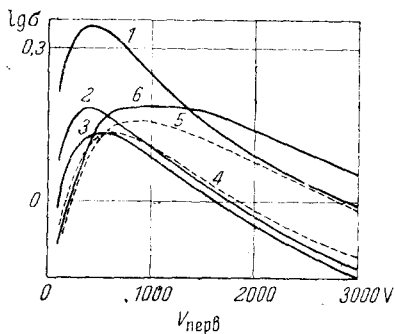


Рис. 18a. Изменение зависимости σ от скорости первичных электронов при постепенном утолщении слоя платины на алюминии (по Коплэнду).

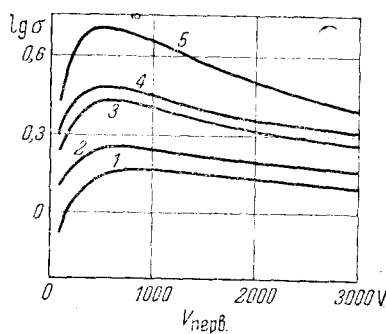


Рис. 18b. Изменение зависимости σ от скорости первичных электронов при нанесении кальция на поверхность золота (по Коплэнду).

Первой и пока единственной попыткой аналитического исследования вторичной эмиссии сплошных поверхностей является довольно примитивная работа Коплэнда⁸⁰. В этой работе изучались сплошные поверхности, состоявшие из слоев различных металлов, нанесенных на другие металлы (Pt на Al, Ca на Au, Li на Ta, Ge на

Au), а также из слоев машинного масла на подкладке из золота. На двух следующих рисунках приведены кривые для зависимости σ от скорости первичных электронов. Рис. 18а относится к нанесению платины на алюминий, рис. 18b — к нанесению кальция на золото. На рис. 18а кривая 1 относится к чистому Al, кривые 2, 3 — ко все более и более толстому покрытию платиной. Из этой последовательности кривых видно, как постепенно зависимость σ от скорости первичных электронов от характерной для Al (быстрое возрастание при малых скоростях, быстрое спадание после максимума) переходит к зависимости, характерной для Pt (более медленное возрастание в области малых скоростей, более низкий максимум, расположенный в области более высоких первичных скоростей, более медленное спадание после максимума). Из серии кривых рис. 18b виден подобный же переход от кривой для Au к кривой для Ca. Здесь имеют место изменения в обратном направлении. По мере увеличения толщины слоя Ca увеличивается крутизна кривой в области малых первичных скоростей, повышается максимум и увеличивается крутизна спадания за максимумом.

Этот ход изменения кривых указывает на то, что при малых первичных скоростях эмиссия вторичных электронов происходит ближе к поверхности, чем при больших. Опыты, проведенные с покрытием металлической поверхности маслом, показали, что при этом имеет место повышение вторичной эмиссии для всего интервала первичных скоростей, а также появление „тонкой структуры“ кривой — появление нескольких меньших максимумов.

3. Вторичная эмиссия может быть использована и используется для внутреннего усиления фототоков. Соответствующие приборы называются электронными умножителями или мультипликаторами, а иногда — фотоэлементами с вторичной эмиссией и фотодинатронами. Под внутренним усилением мы понимаем увеличение числа электронов, достигающих коллектора (анода) прибора за счет процессов, не связанных с другим источником первичных электронов. Другой вид усиления этого типа, помимо вторичной эмиссии, представляет собой усиление фототоков благодаря ионизации, имеющее место в газонаполненных фотоэлементах.

По характеру питания электронные умножители могут быть разбиты на умножители, работающие на постоянном токе, и умножители, работающие на переменном (высокочастотном) токе. Умножители первой группы в свою очередь подразделяются на одно- и многокаскадные в соответствии с тем, сколько раз на своем пути от катода к коллектору электронный поток направляется на поверхности, дающие вторичную эмиссию.

К однокаскадным умножителям принадлежат фотодинатрон Ямса и Зальцберга⁴, схема устройства которого изображена на рис. 19, фотоэлементы, с которыми работали Пеннинг и Круитгоф (рис. 5), а также фотоэлемент, разработанный во Всесоюзном электротехническом институте, устройство которого показано на рис. 20. На рис. 19 и 20 K_1 обозначает фотокатод, K_2 — катод вторичной

эмиссии и A — коллектор вторичных электронов, служащий одновременно для создания ускоряющего поля для первичных электронов. Сравнивая эти два типа умножителей, мы должны признать, что конструкция, изображенная на рис. 19, является более рацио-

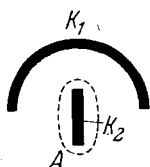


Рис. 19. Схема фотодинатрона Ямса и Зальцберга.

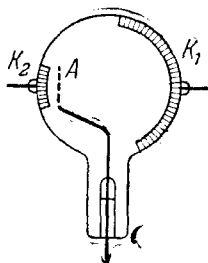


Рис. 20. Схема фотоэлемента с вторичной эмиссией, разработанного в ВЭИ.

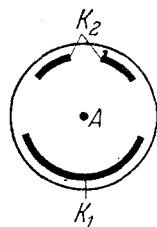


Рис. 21. Схема фотоэлемента с вторичной эмиссией Герлиха.

нальной, так как катод вторичной эмиссии почти не мешает доступу света на K_1 , и, кроме того, более тесное расположение электродов позволяет пользоваться меньшими напряжениями.

Подобный же фотоэлемент был описан Герлихом. Поперечный разрез этого фотоэлемента показан на рис. 21, где K_1 обозначает обычный кислородно-цезиевый катод, A — анод и K_2 — катод вторичной эмиссии, представляющий собой алюминиевую или молиб-

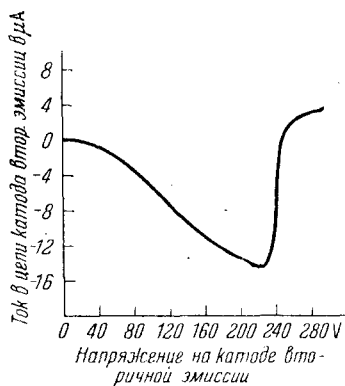


Рис. 22. Характеристика отрицательного сопротивления цепи катода вторичной эмиссии (по Ямсу и Зальцбергу).

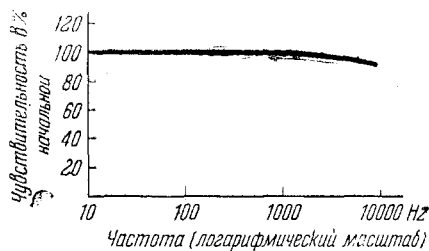


Рис. 23. Частотная характеристика фотодинатрона Ямса и Зальцберга.

деновую пластинку с прорезом O для доступа света. Усиление первичного тока, которое получал Герлих, составляло около 2,25.

Ямс и Зальцберг произвели основательное изучение свойств фотоэлементов с вторичной эмиссией (см. также цитированную выше статью Шмакова). Приведем некоторые их данные. На рис. 22 изображена зависимость отрицательного сопротивления цепи катода

вторичной эмиссии от напряжения на электродах при постоянном световом потоке в 0,1 Лм и постоянном напряжении коллектора, равном 250 В. Наличие отрицательного сопротивления позволяет использовать фотодинатрон для генерации колебаний (на это указывает также Шмаков, см. цитированную выше статью).

На рис. 23 приведена частотная характеристика фотодинатрона Ямса и Зальцберга при напряжении на коллекторе, равном 250 В, напряжении на катоде вторичной эмиссии в 215 В и освещении световым потоком, меняющиеся по закону $\Phi = \Phi_0(1 + \sin at)$ при $\Phi_0 = 0,15$ Лм. На рис. 24 изображены аналогичные данные, полученные Пеннингом и Круитгофом⁷⁸. Линия и точки на чертеже изображают отношение амплитуд переменного тока в фотоэлементе с вторичной эмиссией и обычном вакуумном фотоэлементе, возникающего при освещении светом, интенсивность которого менялась почти синусоидально, от частоты колебания интенсивности. Таким

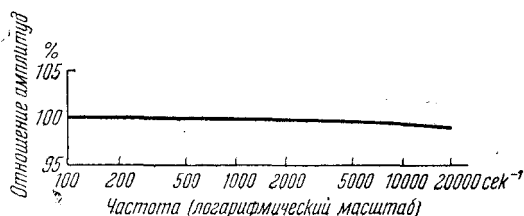


Рис. 24. Частотная характеристика фотоэлемента с вторичной эмиссией (по Пеннингу и Круитгофу).

образом инерция в фотоэлементах с вторичной эмиссией существует, но она значительно меньше, чем инерция газонаполненных фотоэлементов.

Те же авторы⁷⁸ обнаружили, что наличие небольшого количества газа в однокаскадном умножителе может привести к очень значительному увеличению отдачи прибора (до 70 раз по сравнению с первичным фототоком). Рис. 25 показывает зависимость тока на коллектор A от потенциала катода вторичной эмиссии V_A при постоянном V_B и при различных давлениях аргона в фотоэлементе. Столь большие усиления, получаемые за счет наличия ничтожных количеств газа, привели авторов к следующему объяснению явления. Большинство вторичных электронов не попадает на коллектор немедленно, но пролетает сквозь отверстия сетки и колеблется затем между катодом K и катодом вторичной эмиссии B . Это движение ведет к тому, что эффективный пробег электрона оказывается больше длины его свободного пути, и он успевает до попадания на катод произвести значительное количество ионизаций. На то, что эффект обусловлен действием вторичных электронов, указывает существование максимума на кривых рис. 25, расположенного между максимумом для σ и максимумом ионизации (последнему соответствует $V_B = 0$).

Пеннинг и Круитгоф указывают, что достоинством таких умножителей по сравнению с газонаполненными фотоэлементами является высокое усиление при сравнительно малой инерционности (благодаря низкому давлению газа). В то же время эти приборы обладают и рядом недостатков. Они весьма чувствительны к малейшим изменениям давления газа и потенциала анода, а, кроме того, чувствительность фотокатода быстро падает во время работы вследствие бомбардировки положительными ионами. С последними недостатками можно бороться, вводя в умножитель четвертый электрод (сетка H на рис. 16, IV).

Многокаскадные умножители существуют также в нескольких конструкциях. На рис. 26 изображен умножитель Фарнswortha².

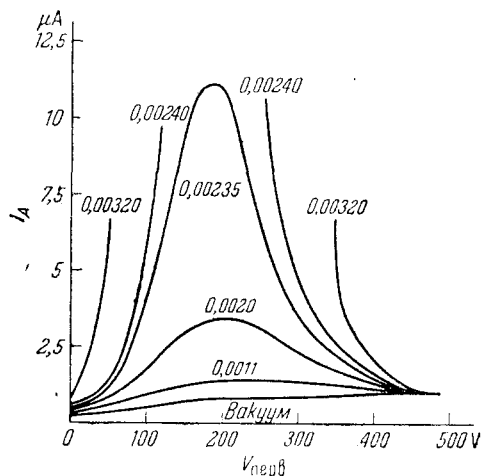


Рис. 25. Зависимость тока на коллектор от потенциала катода вторичной эмиссии при различных давлениях газа и постоянном потенциале коллектора (по Пеннингу и Круитгофу).

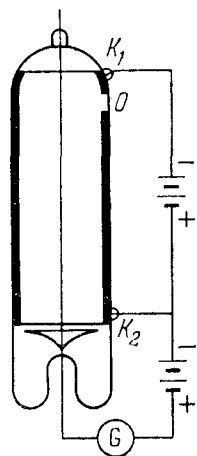


Рис. 26. Устройство многокаскадного умножителя Фарнswortha.

В этом типе умножителя многократная бомбардировка поверхности, дающей вторичную эмиссию (таковой является внутренняя поверхность стенок трубки между вводами K_1 и K_2 , представляющая собой кислородно-цезиевый катод), достигается тем, что всякий вырванный электрон оказывается под действием двух полей — одного радиального, создаваемого разностью потенциалов между катодом на поверхности баллона и протянутой по оси прибора тонкой проволокой, и другого — продольного, возникающего благодаря разности потенциалов, наложенной между K_1 и K_2 (для этой цели слой серебра, на котором образуется цезиевый катод, наносится не непосредственно на стекло, но на неокисляющийся при обработке кислородом тонкий слой никеля или платины, обладающий сопротивлением в 0,5—2 М Ω ; благодаря этому вдоль всей трубки создается равномерное падение потенциала). Под действием

этих полей первичный электрон, вырванный светом, проникающим в трубку сквозь окошко O , ударяется о противоположную стенку на расстоянии, определяемом диаметром трубки и соотношением обоих полей, и вызывает там вторичную эмиссию. Вторичные электроны движутся таким же образом дальше, и процесс продолжается до тех пор, пока электроны не будут собраны борнообразным коллектором, расположенным в нижней части трубки.

Рис. 27 изображает многокаскадный умножитель системы Кубецкого (Институт телемеханики). В этом приборе отдельные катоды вторичной эмиссии, также расположенные на внутренней поверхности баллона, отделены непроводящими промежутками стеклянных стенок. Направлен е электронов от катода к катоду осу-

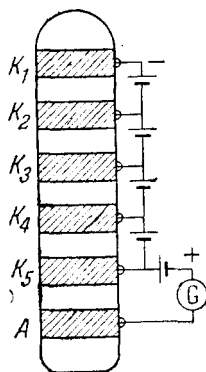


Рис. 27. Многокаскадный умножитель Института телемеханики.

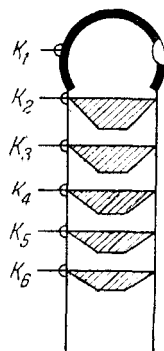


Рис. 28. Умножитель ВЭИ.

ществляется посредством одновременного действия электрического и магнитного полей. Электрическое поле создается секционированной батареей или потенциометрической схемой (при работе с выпрямителем, как это обычно имеет место), магнитное же — при помощи постоянного магнита; направление магнитного поля перпендикулярно к плоскости чертежа. Существенными недостатками этой конструкции является необходимость создания магнитного поля и устройства потенциометрической схемы. Введя аксиально расположенную тонкую проволоку, первый из указанных недостатков можно устранить.

На рис. 28 приведена схема многокаскадного умножителя, разработанного в ВЭИ (Тимофеев и Кварцхава). Этот умножитель работает без магнитного поля. Электроны, освобожденные на верхней поверхности одной из воронок (каждая из которых сделана из серебра и обработана обычным способом для получения цезиевого катода), увлекаются полем, создаваемым следующей и действующим сквозь отверстие первой, на поверхность второй воронки

и т. д. Этот умножитель также требует применения секционированного источника питания.

Зворыкиным⁸¹ недавно был сконструирован новый тип умножителя, также работающий при одном лишь электрическом поле, в котором применяется электростатическая фокусировка пучка. Схема этого прибора показана на рис. 29. K_1 представляет собой фотокатод, служащий источником первичных электронов, K_2 , $K_3 \dots$ — катоды вторичной эмиссии. Фокусировка электронного потока происходит благодаря действию электрических полей в пространствах между электродами A , B , $C \dots$. Все катоды представляют собой серебряные поверхности, обработанные обычным способом кислородом и цезием. Разность потенциалов между соседними электродами составляет от 200 до 400 В. При достаточно большом числе каскадов Зворыкин получал усиление в миллионы раз, причем ток на выходе доходил до 8 мА. Им же было предложено также несколько других типов умножителей⁸¹ как с электрическим, так и со смешанным управлением.

Легко видеть, что при одинаковости свойств отдельных каскадов (одно и то же σ) и равенстве напряжений между каскадами коэффициент усиления умножителя (т. е. отношение тока на выходе к току с фотокатода) будет равен

$$\mu = \sigma^n$$

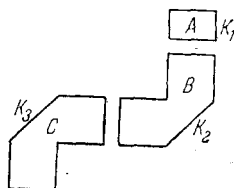


Рис. 29. Схема умножителя Зворыкина.

где n — число каскадов, т. е. число катодов вторичной эмиссии.

С помощью описанных статических умножителей оказывается возможным получать усиления в сотни тысяч и миллионы раз лишь в том случае, когда первичный фототок является очень малой величиной. При больших первичных токах усиление оказывается ниже. Происходит это, с одной стороны, благодаря тому, что при больших плотностях тока начинают сказываться пространственные заряды, с другой же вследствие того, что катоды вторичной эмиссии не выдерживают при длительной работе значительных плотностей тока и утрачивают свои эмиссионные свойства. Токи на выходе обычно составляют доли миллиампера и в лучшем случае — несколько миллиампер.

Исключением из этого правила является радиочастотный умножитель Фарнswortha², уже описывавшийся на страницах этого журнала⁷⁶, с помощью которого удавалось получать устойчивую отдачу до 0,5 А.

Вторичная эмиссия диэлектриков

1. Вторичная эмиссия под действием бомбардировки электронным потоком может иметь место не только в случае металлических и сложных поверхностей, но также и при бомбардировке поверхностей диэлектриков. Явления этого рода до сих пор почти не исследованы, хотя уже сейчас с ними приходится встречаться на практике.

Еще в 1906 г. Лилиенфельдом⁸² было обнаружено ненормальное изменение падения потенциала в положительном столбе газового разряда, которое не уменьшалось с уменьшением давления газа непрерывно, но, начиная с некоторого значения давления, вновь быстро повышалось. Эти явления Лилиенфельд приписывал⁸³ существованию носителей положительного заряда, обладающих малой массой. Лэнгмюр, повторив опыты Лилиенфельда, показал, однако, что указанные явления представляют собой следствие положительного заряжения стенок разрядной трубки, возникающего вследствие эмиссии вторичных электронов стеклом. На это указывает, между прочим, то обстоятельство, что места попадания электронов на стекло (флуоресцирующие части поверхности стекла трубки) оказываются сильно нагретыми. Это показывает, что они заряжены до

высокого потенциала по отношению к катоду, что может быть лишь следствием потери этими участками отрицательных зарядов, т. е. следствием вторичной эмиссии, при $\sigma > 1$.

Позднее систематическое исследование вторичной эмиссии изоляторов велось под руководством Венельта⁸⁴ в лаборатории Берлинского университета.

Никкель⁸⁵ повторил опыты Лилиенфельда и установил в согласии с Лэнгмюром, что наблюдающиеся явления должны быть приписаны положитель-

ному заряджению стенок трубки вследствие вторичной эмиссии стекла.

Венельтом⁸⁶ было открыто интересное явление, заключавшееся в том, что при наклонном падении первичного пучка достаточно быстрых электронов (1300—3000 В) на изолятор число испускаемых вторичных электронов растет по мере увеличения угла падения; это увеличение продолжается вплоть до некоторого предельного значения угла падения, при котором происходит внезапное спадаение вторичной эмиссии, и затем при продолжающемся возрастании угла начинается новый подъем (рис. 30).

Это явление было подробно исследовано Шмидтом⁸⁷ и Бейшлагом⁸⁸. Первый из этих авторов, работавший с стеклом, слюдой и другими изоляторами, установил, что значение предельного угла тем выше, чем больше скорость первичных электронов, и что при $V_{\text{перв}} = 3000$ В явления вообще уже не наблюдаются; все исследованные изоляторы вели себя одинаковым образом и в одном и том же интервале напряжений. Бейшлаг исследовал зависимость величины предельного угла от температуры и нашел, что он растет с увеличением температуры.

Клемперер⁸⁹ объяснил это явление полным отражением электронных волн на границе диэлектрика и вычислил внутренний потенциал диэлектрика. Иоффе⁹⁰ показал, что те же результаты можно получить, не прибегая к волновой механике и лишь допустив су-

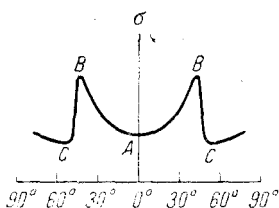


Рис. 30. Зависимость вторичной эмиссии стекла от угла падения первичного пучка (по Шмидту).

ществование на поверхности диэлектрика двойного слоя с положительной стороной, обращенной наружу.

Даэне и Шмервиц⁹¹ проверили обе предложенные теории отражения, измеряя распределение вторичных электронов по скоростям при угле „полного отражения“, когда все вторичные электроны должны иметь скорости, близкие к скоростям первичных. Они, однако, не обнаружили электронов со скоростями, большими 150 V.

Распределение вторичных электронов, испускаемых изоляторами, было более подробно изучено Калькгофом⁹² (методом магнитного анализа). Он установил, что кривые распределения имеют один максимум и по форме похожи на кривую Гаусса. Общий вид кривой оказался независимым от скорости первичного пучка и от угла падения его на исследуемую поверхность. От этих факторов зависит лишь положение максимума, который в исследованном интервале углов и первичных скоростей лежал между 8 и 22 V. При построении кривой, выражающей зависимость скорости, соответствующей максимуму кривых распределения, от угла падения, получается та же кривая, что и для зависимости σ от угла. Скачок в этих кривых также наблюдается при первичных скоростях, больших 1500 V.

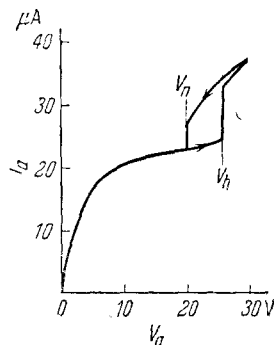


Рис. 31. Разрыв непрерывности вольтамперной характеристики фотоэлемента (по Пеннингу и Моубису).

Вторичная эмиссия стекла нарушает весьма часто нормальную работу электронных приборов вследствие создания посторонних электрических полей. Так, Мольтан⁹³ указывает, что заряджение стеклянных стенок баллонов катодных ламп является причиной существования „двойных“ характеристик $I_a — E_a$. Работа этого автора показала, что переход от одной характеристики к другой при определенных условиях может происходить скачкообразно. Это привело его к мысли об использовании вторичной эмиссии стекла для построения ламп, могущих служить почти безинерционными реле.

Наличие вторичной эмиссии поверхностей стекла было весьма наглядно показано Пеннингом и Моубисом.⁹⁴ Известно, что при снятии вольтамперных характеристик фотоэлементов, при изменении анодного напряжения через малые интервалы, весьма часто (особенно в случае вакуумных фотоэлементов) наблюдается скачкообразное изменение тока. Пример такой характеристики (заимствовано из цитированной работы Пеннинга и Моубиса) приведен на рис. 31. При постепенном повышении анодного напряжения от нуля до значения V_h фототок возрастает постепенно. При $V = V_h$ он мгновенно изменяется на конечную величину. Обратно, при понижении анодного напряжения от значений, больших V_h , происходит плавное уменьшение фототока вплоть до $V = V_n$, где он сно-

ва изменяется скачкообразно, принимая значение, соответствующее нижней части характеристики.

Пеннинг и Моубис установили, что величина V_h зависит от интенсивности и длины волны падающего света, а также от длительности освещения. Эта последняя величина для получения одного и того же V_h оказалась обратно пропорциональной силе фототока. Все это заставляет предположить, что причиной явления нужно считать вторичную эмиссию стеклянной поверхности баллона. Чтобы доказать это, авторы воспользовались фотоэлементом, в котором против фотокатода вместо окна находился катод вторичной эмиссии (ср. рис. 16), и исследовали вольтамперные характеристики такого фотоэлемента при катоде вторичной эмиссии, присоединенном к фотокатоду через высокое сопротивление (это соответствует утечке по поверхности стекла в обычном фотоэлементе). В результате характеристика этой системы оказалась совершенно идентичной со ступенчатой характеристикой обычного фотоэлемента.

Скачкообразное изменение фототока в обычном фотоэлементе должно сопровождаться скачком потенциала на внутренней поверхности окна. Это также было найдено Пеннингом и Моубисом. Для этой цели они покрыли окно снаружи слоем станиоля и соединили его с одним полюсом электростатического вольтметра, другой полюс которого был присоединен к катоду. В момент изменения фототока происходило также и изменение потенциала.

Авторы указывают, что при помощи вторичной эмиссии с поверхности окна фотоэлемента можно увеличивать отдачу фотоэлемента; для этого (в случае вакуумного фотоэлемента) достаточно накладывать достаточно высокое анодное напряжение.

Здесь надо заметить, что в рассматриваемом случае мы имеем дело не с вторичной эмиссией диэлектрика в чистом виде. На это указывает то, что здесь явления разыгрываются в области весьма низких первичных скоростей (< 30 V), тогда как в опытах Лэнгмюра, Лилиенфельда и других необходимы были напряжения порядка сотен и тысяч вольт. В фотоэлементах поверхность стекла покрыта, по всей вероятности, тонкой (одноатомной), адсорбированной пленкой щелочного металла, облегчающей вырывание вторичных электронов.

ВII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итоги изложенного выше, мы должны прежде всего отметить, что несмотря на значительное количество работ, посвященных вторичной эмиссии, возникающей под действием электронной бомбардировки, это явление исследовано далеко не полно.

Даже в том случае, который на первый взгляд кажется наиболее простым, т. е. в случае вторичной эмиссии металлических поверхностей, на основании имеющихся данных нельзя составить себе определенного представления о механизме эмиссии.

Наличие тонкой структуры кривых $\sigma = f(V_{\text{пер}})$ указывает на большое значение строения поверхности и, вероятно, также свойств

отдельных атомов. Вполне возможно, что при более высоких первичных скоростях механизм эмиссии отличается от такового при низких.

На большую роль поверхностного слоя указывает также сильное изменение кривых $\sigma = f(V_{\text{перв}})$, происходящее при очистке поверхности путем обезгаживания металлов^{95, 96}. Ход этого изменения качественно близок к ходу изменения работы выхода для фотоэлектронной эмиссии, которое также происходит при обезгаживании⁹⁷. Это, казалось бы, должно указывать на непосредственную зависимость вторичной эмиссии от работы выхода; но, с другой стороны, сравнение этих величин для различных металлов⁹⁸ не дает возможности установить между ними связь.

В отношении вторичной эмиссии сложных поверхностей известно еще меньше. В сущности говоря, за исключением зависимости σ от скорости первичных электронов и то лишь для кислородно-цезиевых фотокатодов, мы не имеем сведений об эмиссии поверхностей этого типа. Даже важный для конструирования мультипликаторов вопрос о зависимости σ от угла падения первичного пучка (такая зависимость для чистых металлов косвенным образом была обнаружена Ланге⁹⁹) не был еще исследован.

Огромное практическое значение, которое приобрела вторичная эмиссия фотокатодов, дает основание полагать, что дальнейшие исследования этого явления пойдут, главным образом, по пути изучения вторичной эмиссии сложных поверхностей. Это направление работ может дать больше и для выяснения принципиальных вопросов, так как в случае сложных поверхностей в руках экспериментатора оказывается значительно больше факторов, могущих быть изменяемыми по желанию, чем в случае простых металлических поверхностей.

В применении к фотокатодам вторичная эмиссия, вероятно, уже сейчас сможет оказаться полезной для исследования их структуры и фотоэмиссионных свойств. [Здесь следует упомянуть об интересных опытах Дембера¹⁰⁰, наблюдавшего одновременное действие фотонной и электронной бамбардировок и обнаружившего при этом изменение как общего выхода электронов, так и изменение спектральной чувствительности поверхности (металлической)]. В дальнейшем, когда будет установлена связь между параметрами, характеризующими поверхность, и ее вторично-эмиссионными свойствами, вторичная эмиссия сможет оказаться наряду с электронографическим и рентгеновским анализами одним из средств изучения структуры поверхностей.

Наряду с вторичной эмиссией фотокатодов, в новых электронных приборах (например иконоскоп Зворыкина) существенную роль играет вторичная эмиссия диэлектриков. Это явление, также изученное еще в достаточной степени неполно, найдет себе в электровакуумной технике интересные применения.

Примечание при корректуре. За время, истекшее с момента сдачи рукописи настоящего обзора, был опубликован ряд новых работ. Отметим некоторые из них.

Циглер (M. Ziegler, *Physica* 3, 307, 1936) опубликовал продолжение своих исследований по шрот-эффекту во вторичной эмиссии. Зворыкин, Мортон и Мальтер (V. K. Zworykin, G. A. Morton a. L. Malter, *Proc. Inst. Radio Eng.* 24, 351, 1936) сообщили об исследовании многокаскадных умножителей, проведенном в лабораториях R. C. A. В этой статье имеются, между прочим, указания о расчете многокаскадных умножителей. Геннебергом, Ортгубером и Штейдслом (W. Henneberg, R. Orthuber u. E. Steudel, *Z. techn. Phys.*, № 4, 1936, стр. 115) была дана теория динамического умножителя Фарнswortha.

Квантовомеханическое рассмотрение эмиссии вторичных электронов для чистых металлов было сделано Фрелихом (H. Frölich *Ann. Phys.* 13, 229, 1932). Результаты его вычислений не дают, однако, хорошего согласия с экспериментом⁵⁴⁻⁵⁶.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Hull, *Phys. Rev.* 7, 141, 1916; *Proc. Inst. Radio Eng.* 6, 5, 1918; *Jahrb. drathl. Tel.* 14, 47, 1929.
2. Л. А. Кубецкий, патент от 1930 г.
3. H. E. Farnsworth, *Journ. Frankl. Inst.* 218, 411, 1934.
4. H. Yams a. B. Salzberg, *Proc. Inst. Radio Eng.* 25, 55, 1935.
5. С. Ю. Лукьянов и А. А. Равдель, *Успехи физич. наук.* 15, 814, 1935.
6. M. Knoll, *Phys. Z.* 36, 861, 1935.
7. H. Starke, *Wied. Ann.* 66, 49, 1898.
8. H. Starke, *Ann. Physik.* 3, 75, 1900.
9. L. Austin u. H. Starke, *Verh. d. D. Phys. Ges.* 4, 106, 1902.
10. J. J. Thomson, *Phil. Mag.* (5) 48, 547, 1899.
11. P. Lenard, *Ann. Physik.* 12, 359, 1900.
12. P. Lenard, *Ann. Physik.* 12, 449, 1903.
13. P. Lenard, *Ann. Physik.* 15, 485, 1904.
14. O. v. Bayer, *Phys. Z.* 10, 168, 1909.
15. O. v. Bayer, *Phys. Z.* 10, 176, 1909.
16. A. Gehrts, *Ann. Phys.* 35, 995, 1911.
17. N. Campbell, *Phil. Mag.* 22, 276, 1911.
18. N. Campbell, *Phil. Mag.* 25, 803, 1913.
19. N. Campbell, *Phil. Mag.* 29, 369, 1915.
20. C. Davisson a. C. Kunsman, *Science*, 64, 522, 1921; *Phys. Rev.* 22, 242, 1923.
21. C. Davisson a. L. H. Germer, *Phys. Rev.* 30, 705, 1927.
22. W. Elsasser, *Naturwiss.* 13, 711, 1925.
23. G. P. Thomson a. A. Reid, *Nature* 119, 890, 1927.
24. R. Petry, *Phys. Rev.* 26, 346, 1925.
25. H. E. Farnsworth, *Phys. Rev.* 20, 358, 1922.
26. H. E. Farnsworth, *Phys. Rev.* 31, 405, 1928.
27. H. E. Farnsworth, *Phys. Rev.* 31, 419, 1928.
28. H. E. Farnsworth, *J. O. S. A. & R. S. I.* 15, 290, 1927.
29. W. Ham a. M. White, *Phys. Rev.* 27, 111, 1926.
30. A. L. Hughes a. L. A. Du Bridge, „*Photoelectric Phenomena*“, Mc Grow-Hill. 1932, гл. IV.
31. C. Ramsauer u. R. Kollath, *Handb. d. Phys.*, изд. 2-е, т. XXII, см. также *Успехи физич. наук*, 14, 957, 1934; 15, 128, 407, 1935.
32. П. С. Тартаковский, „*Экспериментальные основания волновой теории материи*“, ГТТИ, 1932.
33. Г. Марк и Р. Вирль, „*Диффракция электронов*“ ГТТИ, 1933.

34. O. Baeyer, Verh. D. Phys. Ges., **10**, 24, 953, 1908.
35. O. Baeyer, Verh. D. Phys. Ges., **10**, 96, 953, 1910.
36. A. W. Hull, Phys. Rev., **7**, 1, 1916.
37. I. G. Barber, Phys. Rev., **17**, 322, 1921.
38. F. Horton a. Miss A. C. Davies, Proc. Roy. Soc., A, **97**, 23, 1920.
39. H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **20**, 385, 1922.
40. H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **21**, 204, 1923.
41. H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **25**, 41, 1925.
42. H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **27**, 413, 1926.
43. H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **31**, 405, 1928.
44. H. E. Farnsworth, J. O. S. A. & R. S. I., **15**, 290, 1927.
45. H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **31**, 418, 1928.
46. O. Stuhlman, Science, **56**, 344, 1922.
47. O. Stuhlman, Phys. Rev., **25**, 234, 1925.
48. R. Petry, Phys. Rev., **28**, 362, 1926.
49. H. E. Krefft, Phys. Rev., **31**, 199, 1928.
50. C. Davisson a. C. Kunsman, Phys. Rev., **22**, 242, 1923.
51. C. H. Thomas, Phys. Rev., **25**, 322, 1925.
52. Richardson a. Choiklin, Proc. Roy. Soc., A **110**, 247, 1926.
53. H. E. Farnsworth, Phys. Rev., **40**, 684, 1932.
54. P. L. Copeland, Phys. Rev., **46**, 166, 1934.
55. J. C. Turnbull, a. P. L. Copeland, Phys. Rev., **45**, 763, 1934.
56. P. Copeland, Phys. Rev., **40**, 122, 1932.
57. T. Sollier, Phys. Rev., **36**, 1212, 1930.
58. E. Rudberg, Proc. Roy. Soc., CXXVII, III, 1930.
59. L. Haworth, Phys. Rev., **42**, 906, 1932.
60. L. Haworth, Phys. Rev., **48**, 88, 1935.
61. S. Chylinsky, Phys. Rev., **28**, 429, 1926.
62. J. B. Brinsmade, Phys. Rev., **30**, 493, 1927.
63. M. Baltruschat u. H. Starke, Phys. Z., **23**, 403, 1922.
64. L. E. Mc Allister, Phys. Rev., **21**, 122, 1923.
65. A. Becker, Ann. Phys., **78**, 228, 253, 1925.
66. P. Tartakowsky u. W. Kudrywazewa, Phys. Z., **75**, 137, 1932.
67. Tank, Jahrb. drathl. Tel., **20**, 82, 1922; Van der Pol, Hochfrequ. **25**, 121, 1925; H. Lange, Jahrb. drathl. Tel., **26**, 38, 1925; **31**, 46, 1928; Sixtus, Ann. Phys., **3**, 1017, 1929.
68. E. Moulin, Proc. Roy. Soc., (A) **147**, 100, 1934.
69. W. Aldans a. N. Campbell, Proc. Roy. Soc., **151**, 694, 1935.
70. L. Hayner, Physics, **6**, 325, 1935.
71. F. Penning a. Kruithof, Physica, **2**, 793, 1935.
72. M. Ziegler, Physica, **2**, 415, 1935; **3**, 1, 1936.
73. I. Langmuir, Gen. Electr. Rev. **23**, 589, 1920.
74. J. H. De Boer, „Electron Emission and Adsorption Phenomena“ Cambr. Univ. Press. 1935.
75. Л. В. Грошев, Журнал техн. физики, **4**, 363, 1934.
76. См. С. Ю. Лукьянов и А. А. Равдель, Успехи физич. наук, **15**, 833, 1935.
77. П. В. Шмаков, Журнал техн. физики, **5**, 1220, 1935.
78. F. M. Penning u. A. A. Kruithof, Physica, **2**, 793, 1935.
79. J. H. De Boer u. M. C. Teves, Z. Physik, **83**, 521, 1933.
80. P. L. Copeland, Phys. Rev., **48**, 96, 1935.
81. См. Electronics, Nov., 1935.
82. J. E. Lilienfeld, Ann. Physik. **32**, 673, 1910; **43**, 24, 1914.
83. J. E. Lilienfeld, Verh. dtsch. Phys. Ges., **8**, 1907.
84. A. Wehnelt, Z. Physik **48**, 165, 1928.
85. G. Nickel, Diss. Berlin, 1922.
86. A. Wehnelt, Erg. d. Exact. Naturwiss., **4**, 92, 1925.
87. W. Schmidt, Diss. Berlin 1923.
88. B. Beyschlag, Diss. Berlin 1926.
89. O. Klemperer, Z. Physik, **47**, 417, 1928.

90. A. Joffé, Z. Physik, **48**, 737, 1928.
 91. H. Daene u. G. Schmerwitz, Z. Physik, **53**, 404, 1929.
 92. G. Kalckhoff, Z. Physik, **80**, 305, 1933.
 93. W. Molthan, Z. techn. Phys., **14**, 546, 1933.
 94. F. M. Penning u. J. Moubis, Physica, **2**, 55, 1935.
 95. P. L. Copeland, Phys. Rev., **15**, 982, 1930.
 96. P. L. Copeland, Journ. Frankl. Inst, Apr., 1933
 97. L. A. Du Bridge, Phys. Rev., **29**, 461, 1927; Morris, Phys. Rev., **37**, 1263, 1931; Winch, Phys. Rev., **37**, 1269, 1931.
 98. Sixtus, Ann. Phys., **3**, 1067, 1929.
 99. H. Lange, Jahrb. drathl. Tel., **26**, 38, 1926.
 100. A. Dember, Z. Physik, **33**, 529, 1925.
-