

К ТЕОРИИ МОНИТОРОВ ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

Г. Г. БАХШЯН, Г. М. ГАРИБЯН

Произведен теоретический анализ работы мониторов вторичной электронной эмиссии в том случае, когда первичная частица крайне-релятивистская. Показано, что в работе монитора существенную роль играет оксидный слой, образующийся на поверхности металлического эмиттера. Если в этом слое создается сильное электрическое поле, то ток вторичной эмиссии зависит от энергии первичных частиц. В заключение качественно рассмотрено влияние сильного электрического поля на процесс образования скрытого изображения в фотоэмульсии и на высвечивание сцинтиляторов.

1. В в е д е н и е

Для измерения интенсивности пучков ускоренных частиц, получаемых на электронных ускорителях, в настоящее время широко пользуются мониторами вторичной электронной эмиссии. Основной частью монитора являются две системы тонких ($\sim 10^{-3}$ см) параллельных, обычно алюминиевых, фольг. Фольги одной системы чередуются с фольгами другой. Первичный пучок электронов проходит перпендикулярно этим фольгам. Все устройство находится в высоком вакууме. Между системами фольг имеется разность потенциалов, так что одна система является эмиттером, а другая коллектором вторичного электронного тока, образующегося в мониторе при прохождении через него первичного пучка частиц. Очевидно, что по величине вторичного тока можно судить об интенсивности первичного пучка частиц. Вышеописанный монитор был впервые описан и осуществлен в 1955 г. Тауффестом и Фехтером [1]. В дальнейшем мониторы, основанные на этом принципе, были созданы во многих лабораториях [2—16], а в последнее время для этой цели были использованы диоды с рыхлым покрытием из KCl [17]. Однако помимо основной цели, для которой были созданы эти мониторы, а именно контроль за интенсивностью первичного пучка частиц, выяснилось, что в некоторых случаях ток вторичных электронов зависит также от энергии первичных частиц и, в частности, для быстрых электронов логарифмически растет с энергией. Такая зависимость представляет большой интерес для ультра-релятивистских частиц, где измерения энергии очень затруднены. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные по мониторам можно разбить на две группы. А именно, в работах [1], [3], [4], [7], [14] зависимость вторичного тока от энергии первичных частиц не была обнаружена, тогда как в работах [2], [5], [6], [9], [13], [15—17] такая зависимость имеется.

С другой стороны, теоретические работы, выполненные по мониторам, односторонни и недостаточно обоснованы. Так, в работе [18] подсчитывается число образовавшихся вторичных электронов, но совершенно не обсуждается и не принимается во внимание коллективное действие среды (эффект плотности), тогда как в [19] (см. также [20]) полуколичественно рассматриваются ионизационные потери в пластинке, но не вычисляется число образовавшихся и вышедших из фольги вторичных электронов, считая просто это число пропорциональным ионизационным потерям.

С вышеупомянутыми работами по мониторам тесно связана работа [21], в которой теоретически было показано отсутствие эффекта плотности в тонких пленках вещества. Этот эффект был впоследствии экспериментально обнаружен в работах [22] по исследованию ионизационных потерь энергии электронов в тонких пленках сцинтиллятора. Общность работ по мониторам и тонким пленкам сцинтилляторов и возможность их использования для идентификации сверхбыстрых частиц была отмечена и обсуждена в [23—25]. Выполненная в последнее время работа [17] с рыхлыми пленками позволяет надеяться на реальную возможность измерения энергии отдельных сверхбыстрых частиц, используя отсутствие эффекта плотности в ионизационных потерях.

В настоящей работе делается попытка понять основные физические процессы, имеющие место в мониторах вторичной электронной эмиссии, при прохождении через них ультрарелятивистских заряженных частиц, причем показывается, что для этих процессов весьма существенно наличие внутреннего сильного электрического поля.

В последнем разделе кратко рассмотрено влияние электрического поля на образование скрытого изображения в фотоэмульсии и на высвечивание сцинтилляторов.

2. Быстрые и медленные вторичные электроны

Тонкую алюминиевую пленку-эмиттер (толщиной $\sim 10^{-3}$ см), ввиду оксидации поверхности алюминия в воздухе [26], а также из-за возможности загрязнения поверхности вакуумным маслом [8], [10], надо представлять окруженной с обеих сторон диэлектрическими слоями толщиной порядка $10^{-6} \div 10^{-5}$ см. Заряженная частица, пролетая через такую фольгу, теряет энергию как на ионизацию в "толще" алюминия, так и в двух поверхностных диэлектрических слоях.

Однако физические условия образования в этих двух средах электронов эмиссии, т. е. электронов, которым удастся покинуть фольгу, совершенно различны.

В самом деле, если обозначить через θ угол между направлениями движения первичного и вторичного электронов (электрона отдачи), то

$$\cos \theta = \sqrt{\frac{T'(T + 2mc^2)}{T(T' + 2mc^2)}}, \quad (1)$$

где T и T' есть кинетические энергии первичного и вторичного электронов (m — масса электрона, c — скорость света) [27]. Мёллеровское поперечное сечение рассеяния электрона на электроны, если один из них был в покое, а налетающий электрон крайне релятивистский ($T \gg mc^2$), имеет вид [28]:

$$d\sigma = \frac{2\pi e^4}{mc^2} \cdot \frac{dT'}{T'^2}. \quad (2)$$

Из сравнения (1) и (2) видно, что наибольшую вероятность образования имеют медленные. ($T' \ll mc^2$) вторичные электроны, которые будут двигаться перпендикулярно направлению движения первичной частицы. Эти электроны составляют главную часть эмиссионных электронов, образующихся в двух поверхностных диэлектрических слоях (п. 5). Быстрых вторичных электронов образуется значительно меньше, а направление их движения составляет небольшой угол с направлением движения первичной частицы. Эти электроны являются основными эмиссионными электронами, образующимися во внутреннем алюминиевом слое (п. 3).

3. Эмиссия электронов из металла

Из вторичных электронов, образовавшихся в металле, смогут выйти из фольги только движущиеся вперед энергичные электроны с энергиями порядка сотен электронвольт и больше, траектории которых не искажаются существенно рассеянием в веществе. Так как, с другой стороны, энергичные электроны образуются в близких соударениях, когда можно пренебречь влиянием поляризации среды, то для подсчета числа образовавшихся быстрых δ -электронов можно воспользоваться формулой (2). Если алюминиевая фольга обладает толщиной ξ см, то вторичный электрон, образованный на глубине z см (рис. 1), должен пройти путь $\frac{\xi - z}{\cos \theta}$ см,

чтобы выйти из фольги. Таким образом, если мы имеем электроны с энергией T' , то для того чтобы они были эмитированы из фольги, необходимо, чтобы

$$T' \geq \left[\frac{\xi - z}{\sqrt{\frac{T'}{2mc^2}} a} \right]^2, \quad (3)$$

где справа написана энергия электронов,

соответствующая пробегу $\frac{\xi - z}{\cos \theta}$. При этом мы воспользовались экспериментально полученным соотношением между пробегом и энергией в $Al: R = aT'^2$, где R измеряется в см, T' — в килоэлектронвольтах,

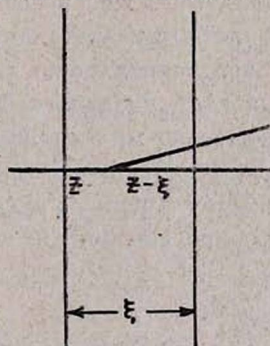


Рис. 1.

$\alpha = 0,93 \cdot 10^{-6} \frac{\text{см}}{(\text{кэв})^2}$ (см. [29], [30]). В качестве $\cos \theta$ мы взяли вытекающее из (1) при $T \ll 2mc^2$ выражение $\cos \theta = \sqrt{\frac{T}{2mc^2}}$. Из формулы (3) следует, что

$$T' \geq T_1 = (\xi - z)^{\frac{2}{5}} \cdot (2mc^2)^{\frac{1}{5}} \cdot \alpha^{-\frac{2}{5}}. \quad (4)$$

Тогда для числа эмитированных электронов, приходящихся на один первичный электрон, получим выражение

$$N_{\text{мет.}} = N \int_0^{\xi} dz \int_{T_1}^{\infty} \frac{dT'}{T'^2} 2\pi r_0^2 mc^2 = \frac{2\pi N r_0^2 mc^2 \alpha^{\frac{2}{5}}}{(2mc^2)^{\frac{1}{5}}} \cdot \frac{5}{3} \cdot \xi^{\frac{3}{5}}, \quad (5)$$

где N есть число электронов в 1 см^3 , $r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = 2,82 \cdot 10^{-13} \text{ см}$, а энергия покоя электрона измеряется в килоэлектронвольтах. Для алюминия при $\xi = 10^{-3} \text{ см}$ получим

$$N_{\text{мет.}} \approx 10^{-2}. \quad (6)$$

Формулы (3–5) получены, когда $T' > 8,5 \text{ кэв}$. При $T' < 8,5 \text{ кэв}$ соотношение между энергией и пробегом несколько другое (см. [29], [30]), однако учет этого обстоятельства не меняет результата (6). При вычислении числа эмитированных электронов мы не приняли во внимание потенциальный барьер, имеющийся при выходе из металла, как ввиду того, что рассматриваемые электроны энергичные, так и из-за сильного электрического поля, имеющегося, как это будет видно ниже, в поверхностных диэлектрических слоях, которое облегчает выход электронов из металла. Что же касается медленных электронов, то кроме того, что они не выйдут из металла из-за своего направления движения, перпендикулярного направлению движения первичной частицы (а также из-за наличия потенциального барьера), мы не можем подсчитывать их число с помощью меллеровского поперечного сечения, как это сделано в [18]. Действительно, медленные электроны будут образовываться в далеких соударениях, в которых важен учет коллективного действия среды, уменьшающий их образование и не отраженный в формуле Мёллера.

4. Влияние сильного электрического поля

Обратимся теперь к вычислению числа эмитированных электронов из тонких слоев диэлектрика, окружающего с обеих сторон алюминий. Ввиду того, что рассматриваемый слой диэлектрика является тонким ($\leq 10^{-5} \text{ см}$) и соприкасается с одной стороны с вакуумом, здесь, в от-

личие от металлического слоя, осуществляются условия, когда отсутствует эффект плотности. Это означает, что можно пренебречь коллективным действием среды и вести расчеты, пользуясь формулой Мёллера для всех взаимодействий, в том числе и далеких.

Помимо этого, в тонких слоях диэлектрика, находящегося под действием пучка первичных заряженных частиц, может возникнуть сильное электрическое поле $\sim 10^5 + 10^6 \frac{В}{см}$ из-за образования на поверх-

ности диэлектрика слоя положительно заряженных ионов [31], [32]. Вторичная эмиссия, образующаяся в этих условиях, сильно возрастает и само явление известно под названием эффекта Мольера или аномальной эмиссии. В свое время казалось, что это явление не сможет найти практического применения из-за отсутствия повторяемости результатов и запаздывания самого эффекта во времени [33]. Однако в последние годы работы в этом направлении привели к обнаружению безынерционной вторичной электронной эмиссии, усиленной электрическим полем [34—36]. Показателем того, имеется ли в диэлектрическом слое сильное электрическое поле, является вид вольт-амперной характеристики, приведенной на рис. 2, которая после достижения максимума должна иметь спадающую ветвь, или, как часто говорят, область дифференциального отрицательного сопротивления (см. [37—40]). Обращаясь снова к нашей задаче, отметим, что эффект плотности в диэлектрическом слое независимо от его толщины может отсутствовать или, точнее, быть смещен в область больших энергий также и по причине наличия сильного электрического поля, влияние которого наглядно

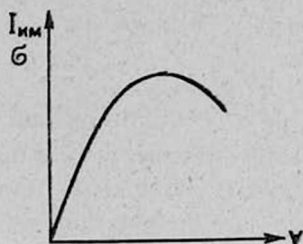


Рис. 2.

можно представить себе следующим образом. На рис. 3 изображен разрез поверхности потенциальной энергии атома как функции координаты z (вдоль которой мы полагаем направленным внешнее электрическое поле) плоскостью, проходящей через оси x, z . Две симметричные пунктирные линии изображают ход потенциальной энергии без внешнего поля. Так как потенциальная энергия внешнего поля равна eEz , то она изобразится прямой пунктирной линией. Сплошная линия соответствует суммарной потенциальной энергии. Через ϵ_0 обозначен основной энергетический уровень одного из атомных электронов, а ϵ — первый возбужденный уровень. Видно, что из-за экспоненциальной зависимости вероятности туннельного эффекта от ширины барьера (см. [41], [42]), можно подобрать такое значение внешнего поля, при котором атомный электрон в основном состоянии будет почти стабилен, тогда как в возбужденном состоянии этот электрон будет автоионизован внешним электрическим полем. Следовательно, если атомный электрон переводится полем пролетающей частицы в возбужден-

ное состояние, то из-за наличия соответствующего внешнего электрического поля он будет сразу автоионизован. Вышеописанная картина относилась к тому случаю, когда взаимодействием атомов между собой можно пренебречь, т. е. к газам.

В твердом же теле электроны группируются в энергетические зоны. В сильном электрическом поле валентная зона (2) и зона проводимости (1) деформируются (рис. 4). В результате этого имеет место смещение края полосы поглощения излучения в красную сторону—эффект Франца-Келдыша [43], [44], физический механизм которого

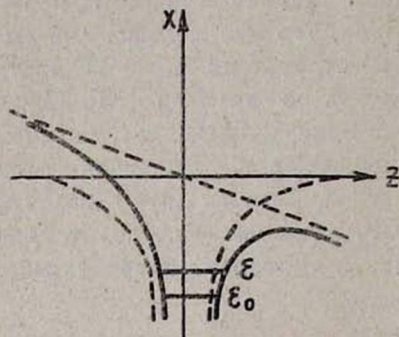


Рис. 3.

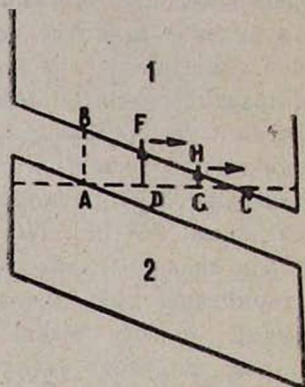


Рис. 4.

го наглядно [45] можно увидеть на рис. 4 (дальнейшее развитие этого эффекта см. [46] и приведенную там литературу). Электрон, находящийся в точке A, может прийти в точку C посредством туннельного механизма, минуя барьер ABC. Однако при не слишком больших значениях внешнего поля, когда механизм туннельного эффекта не будет еще эффективен, может оказаться, что квадрат модуля волновой функции электрона, имеющего энергию, соответствующую точке A, и находящегося слева от этой точки, будет отличен от нуля, например, в точке D внутри барьера. Тогда электрон может быть переведен в зону проводимости фотоном с величиной энергии DF , меньшей ширины запрещенной зоны AB , т. е. имеет место эффект Франца-Келдыша. Если же внешнее поле таково, что $|\psi|^2$ заметно отлично от нуля и в точке G, то переброс электрона из валентной зоны в зону проводимости будет возможен и при очень малых значениях энергии фотона GH . Переведенные таким образом в зону проводимости электроны будут затем двигаться в направлении, указанном на рис. 4 горизонтальными стрелками, не создавая у атомов электрического дипольного момента.

Благодаря вышеописанным эффектам атомы будут ионизироваться полем пролетающей частицы и при тех взаимодействиях, которые в отсутствие внешнего поля приводили только к поляризации среды. В результате вещество не будет так сильно поляризоваться полем пролетающей частицы, а это в свою очередь приведет к сдвигу в об-

ласть больших значений той критической энергии, при которой наступает эффект плотности в ионизационных потерях. Что же касается электронов проводимости, образованных в результате ионизации, то наличие электрического поля может привести к тому, что они будут создаваться и при сколь угодно малых энергиях, передаваемых валентным электронам. Действительно, если только вещество находится в состоянии, предшествующем внутренней холодной эмиссии [47], то для валентных электронов имеется малая, но конечная вероятность нахождения внутри запрещенной зоны (в точках D , G , ... рис. 4) сколь угодно близко к зоне проводимости, что и может привести к указанному эффекту. С другой стороны, нетрудно видеть, что такое состояние может автоматически устанавливаться, если сильное электрическое поле в диэлектрике создается слоем положительно заряженных ионов, образовавшихся на поверхности диэлектрика. В самом деле, как только величина электрического поля в диэлектрике станет настолько большой, что число электронов, вырываемых в результате туннельного эффекта из валентной зоны диэлектрика в зону проводимости (или из слоя Al), станет значительным, рекомбинация этих электронов с положительно заряженными поверхностными ионами приведет к уменьшению внутреннего электрического поля. Очевидно, что это последнее обстоятельство прекратит начавшуюся было холодную эмиссию в диэлектрике и в нем опять установится состояние, предшествующее внутренней холодной эмиссии.

5. Эмиссия электронов из тонких диэлектрических слоев

Таким образом, для вычисления образующихся в диэлектрике медленных электронов мы можем пользоваться формулой Мёллера, если выполнено по крайней мере одно из вышеприведенных условий, т. е. имеется тонкий слой или если в слое имеется сильное электрическое поле. Однако сильное электрическое поле будет оказывать влияние не только на число образовавшихся вторичных электронов, но и будет также влиять на число эмитированных электронов.

Действительно, рассмотрим поведение очень медленных вторичных электронов, образовавшихся с энергиями, составляющими малые доли электронвольта. Согласно (1) и (2) таких электронов будет много и направление их движения перпендикулярно направлению движения первичной частицы. Двигаясь, такие электроны начнут терять энергию на образование акустических и оптических фононов. Они могут терять также энергию на образование пары электрон-дырка при столкновениях со слабо связанными электронами (электроны, находящиеся в запрещенной зоне, у дна зоны проводимости), но таких электронов будет мало по сравнению с фононами. Таким образом, образовавшиеся медленные электроны начнут двигаться в диэлектрическом слое под влиянием ускоряющей силы электрического поля и силы торможения из-за рассеяния на фононах. Если окажется, что сила ускорения будет больше силы торможения, то электроны начнут при-

обретать энергию. Однако, когда эта энергия достигнет величины порядка электронвольт (в случае Al_2O_3 из работы [37] следует, что эта энергия равна 4 эв.) начнется интенсивный процесс рекомбинации этих электронов с дырками, либо захвата их ловушками. Таким образом, мы имеем процесс, приводящий к исчезновению достаточно ускорившихся медленных электронов и сопровождающийся испусканием квантов видимого света. В экспериментах [35–38] в аналогичных условиях действительно наблюдалось свечение в оптической области спектра (электролюминесценция).

Проведем теперь простые оценочные расчеты, приводящие к описанной выше картине явления. Рассмотрим сначала условия выхода из диэлектрического слоя медленного вторичного электрона, испускаемого в направлении, перпендикулярном направлению движения первичной частицы, при наличии сильного электрического поля. Найдем траекторию движения вторичного электрона. На него будет действовать ускоряющая электрическая сила и сила торможения. Так как сила торможения будет противоположна направлению движения вторичного электрона, она не окажет влияния на вид траектории движения электрона. Таким образом, для нахождения вида траектории движения электрона силу торможения можно отбросить. Выбирая ось z вдоль поля, а траекторию движения частицы в плоскости x, z (рис. 5), для вторичного электрона будем иметь следующие уравнения движения без учета сил торможения:

$$\begin{aligned} m^* \cdot \frac{dv_x}{dt} &= 0, \\ m^* \frac{dv_z}{dt} &= eE, \end{aligned} \quad (7)$$

с начальными условиями $v_x(0) = v_0$, $v_z(0) = 0$ (m^* — эффективная масса вторичного электрона). Решая (7), получим $x = v_0 t$, $z' = z - z_0 = \frac{eE}{2m^*} t^2$. Если обозначить через α угол наклона траектории к оси z ,

то $\cos \alpha = \frac{dz}{ds}$, где ds есть элемент длины вдоль траектории электрона $ds^2 = dx^2 + dz^2$. Тогда

$$\cos \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{B}{z'}}}, \quad (8)$$

где $B = \frac{m^* v_0^2}{2eE} = \frac{T_0}{eE}$. Рассмотрим теперь движение электрона по найденной траектории с учетом как сил ускорения, так и сил торможения. В работе [48] было показано, что процессы рассеяния электрона и его ускорения в сильном электрическом поле могут рассматриваться как независимые, т. е. сечение рассеяния не зависит от наличия или отсутствия электрического поля. Нашей целью будет нахождение z'_0 ,

т. е. проекции пробега частицы до момента ее рекомбинации на направление поля, которая дает меру способности электрона выйти из диэлектрика. Вместо уравнений (7) будет иметь

$$\begin{aligned} m^* \frac{dv_x}{dt} &= -F \sin \alpha, \\ m^* \frac{dv_z}{dt} &= eE - F \cos \alpha, \end{aligned} \quad (9)$$

где F есть сила торможения, угол α определяется формулой (8), а начальные условия такие же, что и в (7). Сила торможения на фоновых равна

$$F = \gamma_1 n t T^{\frac{1}{2}} + \gamma_2 n \operatorname{cth} \frac{\hbar \omega_0}{2kt} \cdot T, \quad (10)$$

где n — число атомов или молекул в 1 см^3 , t — температура диэлектрика по шкале Кельвина (причем полагается $t > 10 - 20^\circ \text{K}$), T — кинетическая энергия электронов, $\gamma_1 = \frac{16 \sqrt{2} \pi \sqrt{m^*} k}{3 c_1} \sum \frac{a_i^2}{M_i}$, $\gamma_2 = 8\pi m^* \sum \frac{a_i^2}{M_i}$, k — постоянная Больцмана, c_1 — скорость звука, a_i — длина рассеяния, M_i — масса иона, $\hbar \omega_0$ — энергия оптического фонона. Первый член приведенной формулы* дает потери энергии

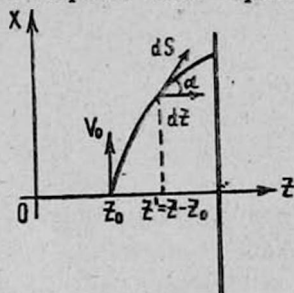


Рис. 5.

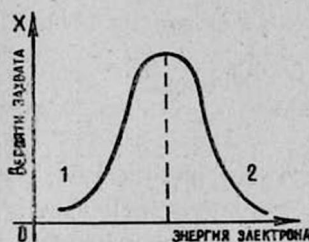


Рис. 6.

медленных электронов на образование акустических, а второй — оптических фононов при прохождении через неферромагнитный диэлектрик. В работе [63] приведена вероятность испускания акустических и оптических фононов, проинтегрировав которую по энергии можно получить формулу (10), если предварительно умножить ее на энергию фонона.

Для того чтобы найти z_0 воспользуемся некоторыми результатами работы [37], в которой исследовалась область отрицательного сопротивления контактов $\text{Al}-\text{Al}_2\text{O}_3$ — металл. Согласно этой работе наличие такой области объясняется существованием в запрещенной зоне окиси алюминия глубоких примесных уровней, которые могут играть роль

* Формула (10) получена Ян Ши (частное сообщение).

рекомбинационных уровней или центров захвата носителей тока. С ростом приложенного напряжения энергия электронов возрастает и при некоторых значениях поля начинается интенсивный захват электронов на примесные уровни, сопровождающийся испусканием видимого света (электролюминесценция). Следовательно, в области энергий электронов порядка нескольких электронвольт вероятность захвата или рекомбинации будет максимальной (рис. 6), и чем больше времени электрон пробудет в этом состоянии, тем вероятнее будет его захват, или рекомбинация. Поэтому для нахождения пробега электрона z_0 положим правую часть (9'') равной нулю, а входящую в выражение для F энергию электрона T возьмем порядка нескольких электронвольт ($T = T_1$). Обозначая выражение для F при $T = T_1$ через F_1 , мы получим

$$z_0' = \frac{B}{\left(\frac{F_1}{eE}\right)^2 - 1}. \quad (11)$$

Так как мы не знаем точных значений постоянных, входящих в формулу для F_1 , то мы положим $c_1 \sim (3+4) \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$; $a_1 \sim (3+5) 10^{-8} \text{ см}$.

Величину E внутреннего электрического поля в том случае, когда осуществляется состояние, предшествующее холодной эмиссии, будем считать $\sim (10^5 + 10^6) \frac{\text{в}}{\text{см}}$. Тогда можно убедиться, что первый член в знаменателе формулы (11) много больше единицы. В результате можно написать

$$z_0' \approx \frac{T_0 e E}{F_1^2}. \quad (12)$$

Заметим, что в работе [49], рассматривая вопрос об увеличении коэффициента использования частиц, образующихся в ядерных реакциях, авторы для этого коэффициента, в случае ускорения частиц внутри мишеней электрическим полем, также получают величину, пропорциональную первой степени приложенного поля. Нетрудно убедиться теперь в том, что в вышеприведенном приближении действительно сила ускорения больше компоненты силы торможения по направлению поля, т. е. правая часть (9'') положительна. В самом деле, максимальное значение $\cos \alpha$ будет к моменту остановки и, как можно убедиться с помощью (8), оно равно $\cos \alpha = \frac{eE}{F_1} \ll 1$. При таком значении $\cos \alpha$ правая часть (9'') равна нулю, а следовательно, во все предыдущие моменты она была положительна. Если толщину диэлектрического слоя обозначить через ξ , то при $z_0' > \xi$ все электроны выйдут в вакуум. Если же $z_0' < \xi$, то только доля $\frac{z_0'}{\xi}$ медленных вторичных электронов с начальной энергией T_0 , образованных быстрой частицей во

всей толще диэлектрика, выйдет из слоя в вакуум. Можно убедиться, что во всех описанных в литературе мониторах [1—17] выполняется условие $z_0' < \xi$. Тогда для числа электронов, эмитированных (на один первичный электрон) из двух поверхностных слоев диэлектрика толщиной ξ , получим выражение

$$N_{\text{днэл}} = 2N_1 \xi \int_{T_{0\min}}^{T_{0\max}} \frac{2\pi e^4}{mc^2} \frac{dT_0}{T_0^2} \left(\frac{z_0'}{\xi} \right), \quad (13)$$

где N_1 — число слабо связанных электронов в 1 см^3 диэлектрика. Подставляя z_0' из формулы (12) и полагая $T_{0\max} \approx 10 \text{ кэВ}$, а

$$T_{0\min} = \frac{\hbar^2 \bar{\omega}^2 (1 - \beta^2)}{2mc^2},$$

где $\bar{\omega}$ — есть средняя атомная частота [50], получим

$$N_{\text{днэл.}} \approx \frac{4\pi N_1 e^4}{mc^2} \frac{eE}{F_1^2} \ln \frac{T_{0\max} \cdot 2mc^2}{\hbar^2 \bar{\omega}^2 (1 - \beta^2)}. \quad (14)$$

Положим в этой формуле $N_1 = \alpha' N_{\text{вал.}}$, где $N_{\text{вал.}}$ есть число валентных электронов в единице объема диэлектрика, а α' коэффициент, эффективно учитывающий вероятность нахождения валентного электрона внутри запрещенной зоны (рис. 4). Этот коэффициент не будем вычислять теоретически, а используем его в качестве подгоночного параметра. Тогда, полагая для Al_2O_3 $N_{\text{вал.}} = 3 \cdot 10^{23}$, $t = 300^\circ\text{K}$, $E = 5 \cdot 10^5 \text{ в/см}$, $\hbar\bar{\omega} = 10^2 \text{ эВ}$, $1 - \beta^2 = 10^{-4}$, получим

$$N_{\text{днэл.}} \approx 10^{-2} \quad (15)$$

с последующим логарифмическим ростом этой величины с энергией, причем мы взяли $\alpha' \sim 10^{-2}$. Полученная цифра по порядку величины совпадает с наблюдаемыми экспериментально цифрами в [1—16]. Если же взять плотность вещества в 10^2 раз меньше обычной, то для $N_{\text{днэл.}}$ получим цифру ~ 1 , что также по порядку величины совпадает с приведенной в [17].

Для вышеприведенных оценок было важно использование понятия траектории для медленных вторичных электронов. Это будет правильно, если размеры волнового пакета, соответствующего такому электрону, и его распыление на пути z_0' будут много меньше этого пути. В результате имеем [51]

$$T_0 \gg \frac{\hbar^2}{2m^* z_0'^2}.$$

Полагая $z_0' \sim 10^{-7} \text{ см}$, $m^* = m$, получаем $T_0 \gg 10^{-2} \text{ эВ}$, что у нас обычно выполняется. Действительно, хотя $T_{0\min} = \frac{\hbar^2 \bar{\omega}^2 (1 - \beta^2)}{2mc^2}$ может быть очень мало и, в частности, меньше, 10^{-2} эВ , однако уже при прохождении пути $\sim 10^{-8} \text{ см}$ при $E \sim 10^8 \text{ в/см}$ медленный вторичный электрон приобретает энергию $\sim 10^{-2} \text{ эВ}$.

6. Обсуждение

Вычисляя в вышеприведенных пунктах число эмитированных электронов в мониторах вторичной электронной эмиссии, мы отдельно рассмотрели эмиссию из слоя алюминия (п. 3) и из поверхностных слоев окиси алюминия или других поверхностных загрязнений (п. 5). Было показано, что в первом случае ток эмиссии не зависит от энергии первичных электронов и составляет примерно 10^{-2} часть от первичного тока, тогда как во втором случае эмиссионный ток несколько больше, но что самое важное—имеет логарифмический рост с энергией первичной частицы. Необходимо отметить, что в случае эмиссии электронов из диэлектрика мы ограничились подсчетом числа медленных вторичных электронов с энергиями в районе одного и меньше электронвольта, считая, что они вносят основной вклад во вторичную эмиссию. Информацию об энергии первичной частицы несут в себе медленные вторичные электроны за счет того, что нижний предел передаваемых им энергий $T_{0\min}$ зависит от энергии первичной частицы. Эта зависимость возникает из требования адиабатической инвариантности и из-за отсутствия экранирующего действия среды на поле первичной частицы. Любопытно отметить, что диэлектрик, помещенный в сильное электрическое поле, представляет из себя весьма интересную систему в том отношении, что в смысле образования вторичных электронов он ведет себя как металл, где электрону газа свободных электронов может быть передана любая, сколь угодно малая энергия. Однако в отношении экранирования поля пролетающей частицы поляризацией электронов среды положение здесь совершенно отлично от того, которое имеет место в случае металлов. Как известно [52], наличие свободных электронов в металле приводит к тому, что в ионизационных потерях не бывает области логарифмического роста потерь, т. е. из-за отсутствия собственной частоты колебаний свободных электронов они очень легко перераспределяются полем пролетающей частицы и сильно экранируют это поле.

Однако в случае диэлектрика, помещенного в сильное электрическое поле, на электрон, переведенный в зону проходимости, помимо поля пролетающей частицы, будет действовать также и сильное электрическое поле. И в зависимости от того, какая из этих двух сил будет больше, электрон будет вести себя по-разному. Если поле пролетающего заряда больше, то все будет, как в металле. Если больше внешнее электрическое поле, то картина будет совершенно иная. С другой стороны, поле пролетающей частицы зависит от прицельного параметра, на котором эта частица пролетает относительно атома среды. Следовательно, нам надо знать, с каким значением электрического поля пролетающей частицы необходимо сравнивать внешнее электрическое поле. Для того чтобы ответить на этот вопрос, найдем в случае релятивистской частицы, какие прицельные параметры существенны для соударений, в которых имеется влияние среды. Заметим, что

время установления электронной поляризации атома [53] $\tau_1 \sim \frac{a}{v_{ат}}$ (a — размеры атома, $v_{ат}$ — скорость атомных электронов), тогда как время взаимодействия пролетающей частицы с атомом [50] $\tau_2 \sim \frac{b}{v} \sqrt{1-\beta^2}$ (b — прицельный параметр, v — скорость пролетающей частицы, $\beta = \frac{v}{c}$). Очевидно, что поляризация среды будет влиять на ионизацию, если $\tau_2 > \tau_1$, откуда

$$b \geq \frac{av}{v_{ат}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (16)$$

Поэтому, если потребовать, чтобы действие внешнего поля было больше действия поля пролетающей частицы, т. е.

$$\frac{e}{b^2} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \ll E, \quad (17)$$

то это должно иметь место для параметров соударения, определяемых неравенством (16). Используя два последних неравенства, получаем

$$\frac{\omega_{ат}^2}{c^2} e \sqrt{1-\beta^2} \ll E. \quad (18)$$

Так как поляризация атомов происходит за счет валентных электронов, то в (18) надо положить $\omega_{ат} \sim \omega_{вал.}$. С другой стороны, энергии валентных электронов можно привести в соответствие первый ионизационный потенциал атомов, который порядка 10 эв. Тогда неравенство (18) примет вид

$$5 \cdot 10 \sqrt{1-\beta^2} \ll E. \quad (19)$$

Нетрудно видеть, что оно удовлетворяется при $E \sim (10^5 + 10^6)$ в/см. Таким образом, мы убедились, что влияние внешнего поля больше влияния поля пролетающей частицы.

Возвращаясь к нашей задаче, мы можем сказать, что основной причиной, приведшей к зависимости тока вторичных электронов от энергии первичной частицы, помимо отсутствия эффекта плотности в ионизационных потерях, является наличие сильного электрического поля в тонких слоях диэлектрика, окружающего алюминий. Тогда представляет интерес произвести анализ имеющихся экспериментальных работ с точки зрения наличия в диэлектрическом слое электрического поля. Как мы уже отмечали, о наличии в этом слое электрического поля можно судить по вольт-амперной характеристике, которая должна иметь в этом случае область отрицательного сопротивления. И действительно, в работах [2], [5], [9], [16], где имеется зависимость от энергии первичной частицы, вольт-амперная характеристика или зави-

симость коэффициента вторичной эмиссии от напряжения на коллекторе (при постоянной энергии первичных электронов) после максимума падает, тогда как в работах [1], [3], [4], [7], [14] кривая вольт-амперной характеристики выходит на плато и зависимости вторичного тока от энергии нет. В работах же [6], [13], [15] сведения о вольт-амперной характеристике не приводятся. Наконец, в работе [17] электрическое поле специально создается в слое и зависимость от энергии имеется.

В заключение отметим, что было обнаружено также влияние сильного электрического поля на процесс образования скрытого изображения в фотоэмульсии [54—56]* и на высвечивание сцинтилляторов [57—59] при прохождении через них ионизирующего излучения. Эти явления можно понять с точки зрения представлений, изложенных в настоящей статье.

В случае фотоэмульсии было обнаружено как усиление, так и ослабление изображения в зависимости от типа эмульсии. Известно, (напр. [60]), что при действии света на фотоэмульсию электроны отрицательно заряженных ионов Br^- переводятся в зону проводимости. Образование скрытого изображения связано с захватом этих электронов на центры чувствительности, которыми являются атомы серебра.

Если основная часть электронов появляется в зоне проводимости с энергиями, лежащими левее точки 1 рис. 6, то сильное электрическое поле, сообщая им энергию и переводя их в область максимума кривой вероятности захвата, будет способствовать захвату электронов центрами чувствительности. Если же энергия электронов в зоне проводимости больше энергии, соответствующей точке 2 рис. 6, то сильное электрическое поле будет препятствовать их захвату центрами чувствительности. Положение максимума кривой рис. 6 будет зависеть от конкретных свойств вещества фотоэмульсии. В последней работе [56] на большом количестве типов фотоэмульсий было обнаружено, также как и в [55], как усиление, так и ослабление почернения эмульсии под влиянием сильного электрического поля. При этом, однако, интересно отметить, что для одной из эмульсий, а именно эмульсии типа „экстра“, в зависимости от дозы облучения света было обнаружено сначала ослабление почернения, а затем, с ростом дозы, усиление почернения под влиянием электрического поля $E = 5 \cdot 10^5$ в/см. С точки зрения изложенных выше представлений это означает, что пока доза облучения света была мала основное число электронов, появляющихся в зоне проводимости, обладало энергиями, лежащими правее точки 2 рис. 6. Если теперь предположить, что при увеличении дозы облучения относительное положение точки максимума кривой вероятности захвата и центра тяжести спектра вторичных электронов меняются, то есть спектр электронов будет лежать левее точки 1

* Авторы благодарны М. И. Дайону, который обратил наше внимание на этот эффект.

рис. 6, то это приведет к увеличению почернения фотоэмульсии. Причиной такого изменения относительного положения может быть, по всей видимости, только действие света, доза которого увеличивается. В качестве физического механизма, приводящего к этому эффекту, может быть как перемещение максимума кривой захвата в сторону больших энергий, так и перемещение спектра вторичных электронов в сторону меньших энергий. В случае других типов фотоэмульсии действие света, надо полагать, не приводит к таким изменениям физических свойств вещества фотоэмульсии.

Если теперь обратиться к экспериментам со сцинтилляторами, то, как известно (напр. [61]), в случае активированных щелочно-галлоидных кристаллов (типа NaJ) значительная доля энергии потерянной ионизирующей частицей преобразуется в энергию возбуждения системы электрон-дырка, т. е. в экситоны. Мигрируя по кристаллу экситоны захватываются центрами люминесценции (атомами активатора), в которых и происходит высвечивание. Под влиянием сильного электрического поля из-за эффекта Франца-Келдыша теперь, по-видимому, будет более вероятно образование, под действием ионизирующего излучения, свободных электронов в зоне проводимости. Если опять считать, что кривая вероятности захвата электронов на центры люминесценции имеет вид, указанный на рис. 6, то сильное электрическое поле может как ослабить, так и усилить интенсивность высвечивания сцинтилляторов. В работах [57—59] с активированными щелочно-галлоидными кристаллами было наблюдеено ослабление сцинтилляций в сильных электрических полях. Усиление было наблюдеено в ZnS:Mn , Cl , помещенном в поле 10^5 в/см и облученном ультрафиолетовыми и рентгеновскими лучами [62]. Величина усиления оказалась зависящей от дозы облучения (сравни с [56]).

Авторы выражают свою благодарность Ян Ши за дискуссии по рассмотренным в работе вопросам и, в частности, за вывод формулы (10).

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР. Ереванский физический
институт

Поступила 20 июля 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. C. Tautfest, H. Fechter, Rev. Sc. Inst., 26, 229 (1955).
2. F. A. Bumiller, E. B. Dally, Proc. Inst. Conf. in High-Energy Phys. Berkeley, 1960, p. 305.
3. S. I. Taimuty, B. S. Deaver, Rev. Sc. Ints., 32, 1098 (1961).
4. S. Okabe, T. Tabata, R. Ito. Rev. Sc. Inst., 32, 1347 (1961).
5. V. J. Vanhuyse, E. D. Wattecamps, R. E. Van de Vijver, G. J. Vanpraet. Nucl. Inst. Meth., 15, 59 (1962).
6. B. Richter, H. C. de Staebler, W. R. Dodge, Grabman. Experimental Prog. Requir. for 300—1000 Bev Accel., Brookhaven Nat. Lab, 1963. Paper of. L. Yuan C. L. p. 97.
4. Известия АН АрмССР, Физика, № 6

7. И. А. Гришаев, О. В. Демьянов, Д. И. Сикора, Б. И. Шраменко, Украинский физ. журн., 8, 1029 (1963).
8. B. Plansky, Nucl. Inst. Meth., 24, 172 (1963).
9. D. B. Isabelle, F. H. Roy, Nucl. Inst. Meth., 20, 17 (1963).
10. S. Okabe, T. Tabata, R. Ito, Nucl. Inst. Meth., 26, 349 (1964).
11. C. J. Karzmark, Rev. Sc. Inst. 35, 1646 (1964). Русский перевод см. Приб. для науч., иссл. 35, № 12, 7 (1964).
12. S. A. Blanckeburg, I. K. Cobb, J. I. Muray, I. E. E. E. Trans. Nucl. Sc. NS 12, № 3, p. 935 (1965), Nucl. Inst. Meth., 39, 303 (1966).
13. J. de Pagter, M. Fotini, CEAL, N 1022 (1965).
14. A. Ladage, H. Pingel, DESY, 65/12.
15. Ю. М. Аркатов, П. И. Вацет, В. И. Волощук, В. Л. Марченко, В. А. Никитин, В. Ф. Чечетов, ПТЭ 11, № 4, 27 (1966).
16. Н. Н. Афанасьев, В. Д. Ковалев, Г. А. Савицкий, В. М. Хвастунов, Н. Г. Шевченко, ПТЭ 11, № 4, 29 (1966).
17. E. L. Garvin, I. Edgcombe, SLAC-PUB, 156 (1965).
18. V. J. Vanhuse, R. E. Van de Vijver, Nucl. Inst. Meth., 15, 63 (1962).
19. T. L. Aggson, Orsay, LAL, 1028 (1962).
20. A. Ladage, DESY, 65/16.
21. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
См. также Г. М. Гарибян, М. М. Мурадян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 310, (1966).
22. А. А. Алиханян, А. К. Вальтер, Г. М. Гарибян, И. А. Гришаев, М. П. Лорикян, В. А. Петренко, Г. Л. Фурсов, ЖЭТФ, 44, 1122 (1963); 48, 1212 (1964).
23. L. C. L. Yuan, I. E. E. E. Trans. on Nucl. Sc. NS—12, № 4, p. 206 (1965).
24. Nature of matter. Ed. L. C. L. Yuan, 1965. Русский перевод см. УФН, 86, 715, (1965).
25. Вопросы физики элементарных частиц. Под ред. А. И. Алиханяна, т. 5, стр. 651. Ереван, 1966.
26. П. К. Лаворко, Оксидные покрытия металлов. Машгиз, стр. 93, М., 1963.
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, стр. 51, М., 1960.
28. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика. М., 1959.
29. I. R. Young, J. Appl. Phys., 27, 1 (1956).
30. O. Hachenberg, W. Brauer, Adv. in Elektro and Electron Physics, 11, 459 (1959).
31. Л. Н. Добрецов, Электронная и ионная эмиссия. М., 1950.
32. Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюмова, Эмиссионная электроника, М., 1966.
33. Г. Брюинин, Физика и применение вторичной электронной эмиссии, М., 1958, стр. 70.
34. Д. В. Зернов, Н. Л. Яснопольский, Радиотехника и электроника, 9, 1903 (1964).
35. G. W. Goetze, A. H. Boerio, M. Green, J. Appl. Phys., 35, 432 (1961). □
36. E. J. Sternglass, G. W. Goetze, IRE Transaction, NS—9, № 3, p. 97 (1962).
37. Г. А. Филаретов, В. И. Стафеев, Г. А. Черкашин, С. М. Лурье, Ю. Э. Бубнов, Ж. С. Асина, Радиотехника и электроника 11, 298 (1966).
38. T. W. Hickmott, J. Appl. Phys., 35, 2679 (1964); 36, 1885 (1965).
39. R. Kummel, Zeitsch. fur. Phys., 190, 1 (1966); 196, 123 (1966).
40. Ю. А. Бычков, А. М. Дыхне, ЖЭТФ, 48, 1168 (1965).
41. А. Никишов, В. Ритус, ЖЭТФ, 50, 255 (1966).
42. А. Переломов, В. Попов, И. Терентьев, ЖЭТФ, 50, 1393 (1966).
43. Л. Келдыш, ЖЭТФ, 34, 1138 (1958).
44. W. Franz, Zeitsch. fur Naturfor sch., 13a, 484 (1958).
45. R. Williams, Phys. Rev., 117, 1487 (1960).
46. А. Г. Аронов, Г. Е. Пикус, ЖЭТФ, 51, 505 (1966).
47. Ф. Франц, Пробой диэлектриков, М., 1961.
48. J. Bardeen, W. Shockley, Phys., Rev., 80, 69 (1950).

49. Л. Н. Кацауров, В. Г. Латыш, Труды ФИАН СССР, том 33, стр. 234 (1965).
50. Б. Росси, Частицы больших энергий, М., 1955.
51. Д. И. Блохинцев, Основы квантовой механики, М., 1961.
52. Н. А. Кramers, Physica, 13, 401 (1947).
53. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., 1957.
54. G. Rothstein. Photogr. Sci. Engng., 3, 255 (1959); 4, 5 (1960).
55. В. П. Калашникова, Д. М. Самоулов, Ю. П. Левчев, К. Г. Финогенов, Журн. прик. фотогр. кинем., 9, 464 (1964).
56. А. А. Колубин, Ю. Ф. Повчаев, К. Г. Финогенов, Журн. науч. прик. фотогр. кинем., 12, 42 (1967).
57. И. М. Ободовский, В. В. Рыльцов, Докл. на IV сов. по сцинтилляторам, Харьков, 1965.
58. Я. М. Захаренко, Т. П. Триска, Укр. физ. жур., 10, 1123 (1965).
59. В. А. Григорьев, В. К. Ляпидевский, И. М. Ободовский, В. В. Рыльцов, ПТЭ, 11, № 5, 97 (1966).
60. Я. М. Катушев, В. И. Шебестов, Основы теории фотографических процессов, М., 1954.
61. В. Н. Калашникова, М. С. Козодаев, Детекторы элементарных частиц, М., 1966.
62. D. A. Szaipo, Phys. Rev., 98, 546 (1955).
63. В. А. Чуенков, ЖЭТФ, 28, 470, 1958.

ԵՐԿՐՈՐԴԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԷՄԻՍԻԱՅԻ ՄՈՆԻՏՈՐՆԵՐԻ ՏՆՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Հ. Գ. ԲԱԽՇՅԱՆ, Գ. Մ. ԴԱՐԻԲՅԱՆ

Տեսականորեն քննարկված է երկրորդային էլեկտրոնային էմիսիայի մոնիտորի աշխատանքը այն դեպքի համար, երբ առաջնային մասնիկը ծալրահեղ ռելյատիվիստիկ է և ծուլց է տրված, որ մոնիտորի աշխատանքում էական դեր է խաղում մետաղական էմիտերի մակերեսին առաջացած օքսիդային շերտը: Եթե այդ շերտում ստեղծվում է ուժեղ էլեկտրական դաշտ, ապա երկրորդային էմիսիայի հոսանքը կախվածություն է ցուցաբերում առաջնային մասնիկի էներգիայից: Ներառված է մասնավորապես ուսումնասիրված է ուժեղ էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը ֆոտոէմիսիայում թաքնված պատկերի առաջացման, ինչպես նաև առկա ծիններում կայծառումների վրա:

ON THE THEORY OF SECONDARY EMISSION MONITOR

G. G. BAKHSHIAN and G. M. GARIBIAN

Two types of result have been obtained in the experiments [1—17] on the secondary emission electron monitors, namely, in some works the secondary emission current is found to be dependent upon the energy of the primary particles, while in others it is found to be independent of this energy. Usually, thin aluminium foils of $\sim 10^{-3}$ thickness serve as emitter of secondary electrons. A thin layer of aluminium oxide is formed on the surface of the foils due to the oxidation. In this paper it is shown that the emission from the aluminium foil does not depend upon the energy of the primary particles. As to the secondary electrons, emitted from the aluminium oxide, the magnitude of this current and its dependence upon the energy of the primary particles are determined by the fact whether there is a strong electric field ($\sim 10^5 \div 10^6$ v/cm) in the

oxide layer or not. This field may be formed due to the appearance of positively charged ions on the surface of the dielectric (under the effect of the primary electrons).

The performed estimations show that the secondary emission current intensity from the aluminium oxide will depend upon the primary particle energy in the presence of the above mentioned electric field. This result is confirmed by the analysis of the works on the monitors. In those experiments, where this dependence is observed, either the current-voltage characteristic of the monitor has a region of negative resistance that indicates the presence of a strong electric field in the dielectric, or an electric field is created especially as it is done in (17).

In the last section it is discussed the effect of the strong electric field on the formation of the latent image in photoemulsion and on the de-excitation of the scintillators. It is briefly discussed the mechanisms which may bring to the weakening or to the enhancement of these processes.