

С 342 а

К-553

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

3340/1-76



P4 - 5957

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

А. П. Кобзев, С. Михалык,
Е. Рутковски, И. М. Франк

ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ
НЕРЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ
ЧАСТИЦАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ

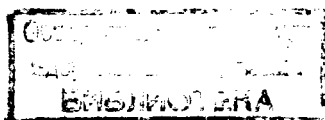
1971

P4 - 5957

А.П.Кобзев, С.Михаляк,
Е. Рутковски, И.М.Франк

**ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ
НЕРЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ
ЧАСТИЦАМИ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ**

Направлено в ЯФ



В в е д е н и е

В ряде экспериментальных работ исследовалось излучение в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, возбуждаемое заряженными частицами на поверхности металлов. Измеренные характеристики сопоставлялись с теорией переходного излучения^{/1/}.

В работе Голдсмита и Джелли^{/2/} серебряные, алюминиевые и золотые мишени бомбардировались протонами с энергией до 4,5 Мэв. Свечение наблюдалось под углом 86° относительно нормали к поверхности мишени. Полученные результаты оказались в качественном согласии с теорией переходного излучения.

Работа^{/2/}, по-видимому, единственная, в которой переходное излучение возбуждалось нерелятивистскими протонами. Значительно большее число исследований выполнено с использованием электронов. Это связано с тем, что в нерелятивистской области выход переходного излучения пропорционален квадрату скорости частицы. А так как протоны и электроны с равными скоростями отличаются по энергии в 1840 раз, то увеличение мощности пучка частиц на три порядка порождает ряд технических трудностей, связанных с формированием пучка, сохранением оптических параметров поверхности мишени во время облучения, высокой чувствительностью аппаратуры при наличии γ -фона.

Однако при бомбардировке мишени электронами кроме переходного излучения должна наблюдаться и оптическая часть спектра тормозного

излучения. Первая попытка теоретически оценить вклад тормозного излучения по отношению к переходному для нерелятивистских электронов в работе /1/ показала, что для прозрачных сред следует ожидать сравнимых выходов, а для металлов в результате сильного поглощения переходное излучение будет, вероятно, преобладающим.

Используя пучок электронов с энергией 6–80 кэв, один из нас /3/ измерил поляризацию, угловые распределения и интенсивность излучения в области длин волн 3900–6500 Å, возбуждаемого на поверхности серебра, алюминия и никеля. На основании измеренных характеристик был сделан вывод, что наблюдаемое излучение является в основном переходным.

Берш и др. /4/ приводят интенсивность излучения для $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, возникающего в результате бомбардировки электронами мишеней из Pt, W, Ta, Cs, Ag, Mo и Ti. В этой же работе даны спектры для Ag, W и Mo, а также угловое распределение для W. Приведенные характеристики, по мнению авторов, допускают трактовку наблюдаемого излучения только как переходного. Такие же результаты получены в других работах.

Вопрос о роли тормозного излучения в свечении, наблюдаемом под действием электронов, до настоящего времени еще не вполне выяснен. Отделение тормозного излучения от переходного, как правило, основано на предположении, что тормозное излучение в результате сильного рассеяния электронов практически неполяризовано в отличие от переходного, для которого, по крайней мере в рамках элементарной теории, ожидается полная поляризация (электрический вектор в плоскости наблюдения). Исследования, выполненные на металлах при энергии электронов в десятки кэв, показывают, что степень поляризации порядка 90%, таким образом, вклад тормозного излучения, выделяемого по поляризации, очень мал.

В работе Берша и др. ^{/5/} вблизи максимума прозрачности серебра (3250 \AA) была предпринята попытка отделить тормозное излучение от переходного по различию зависимости от энергии электронов. Интенсивность излучения разделялась на две компоненты: возрастающую линейно с энергией и обратно пропорциональную энергии. Первая отождествлялась с переходным излучением, а вторая - с тормозным. Интенсивность тормозного излучения, выделенного таким образом, сравнивалась с теоретическими расчетами. Если учесть поглощение, то результаты приблизительно согласуются с теорией Крамерса ^{/6/} и Зоммерфельда ^{/7/}, рассматривавших торможение электронов в поле изолированных ядер без учета экранирования атомными электронами. Экранирование учтено в работе Глюкштерна и др. ^{/8/}. Ричи и др. ^{/9/} также учли экранирование и для расчета излучения воспользовались средним квадратом угла многократного рассеяния. Однако это дало интенсивность тормозного излучения в 4-5 раз меньшую измеренной в ^{/5/}.

Пафомов, внесший дальнейшие уточнения ^{/10/}, отметил, что теория все же не учитывает возможного выхода электронов на поверхность в результате рассеяния на большие углы. Таким образом, интенсивность тормозного излучения не может быть рассчитана достаточно точно. Тем не менее, и теоретически и экспериментально она составляет для металлов малую долю от переходного излучения. Существенным отличием тормозного излучения от переходного должно быть то, что поскольку оно выходит из толщи металла, то при увеличении угла наблюдения интенсивность должна быстро падать за счет поглощения ^{/10/}.

Хотя, по-видимому, нет оснований сомневаться, что основной вклад в свечение металлов под действием электронов с энергией в десятки кэВ вносит переходное излучение, тем не менее отделение его от тормозного и, возможно, от люминесценции не является вполне надежным.

В связи с этим представляется полезным получение дополнительных аргументов в пользу выделения переходного излучения. С этой целью в данной работе было проведено сравнение в одинаковых условиях свечения одних и тех же металлических мишеней под действием протонов и электронов. При равных скоростях протонов и электронов переходное излучение должно быть одинаково, а все другие виды свечения различны. Измерения выполнены на протонах с энергией 1,5-4,5 Мэв и на электронах с энергией 0,5-15 кэв. Эксперименты на электронах представляют самостоятельный интерес, т.к. при столь малых энергиях рассеяние электронов происходит в поверхностном слое и, строго говоря, переходное и тормозное излучения нельзя рассматривать как независимые явления. Приложимость теории переходного излучения к этому случаю заранее не очевидна.

Методика измерений

Установка для исследования излучения, возбуждаемого электронами и протонами на поверхности металлов, была смонтирована на одном из каналов электростатического генератора ЭГ-5. Схема ее показана на рис. 1.

Пучок протонов с энергией 1,5-4,5 Мэв и током ~ 1 мка через систему диафрагм попадал на мишень. На этом же канале под углом 45° располагалась электронная пушка. Электронный пучок с помощью поворотного магнита вводился в канал ЭГ-5 и далее формировался теми же коллимирующими диафрагмами, что и протонный пучок. Диаметр пучка на мишени ~ 3 мм. Энергию электронов можно было плавно изменять в диапазоне 0,5-15 кэв при токе до 200 мка.

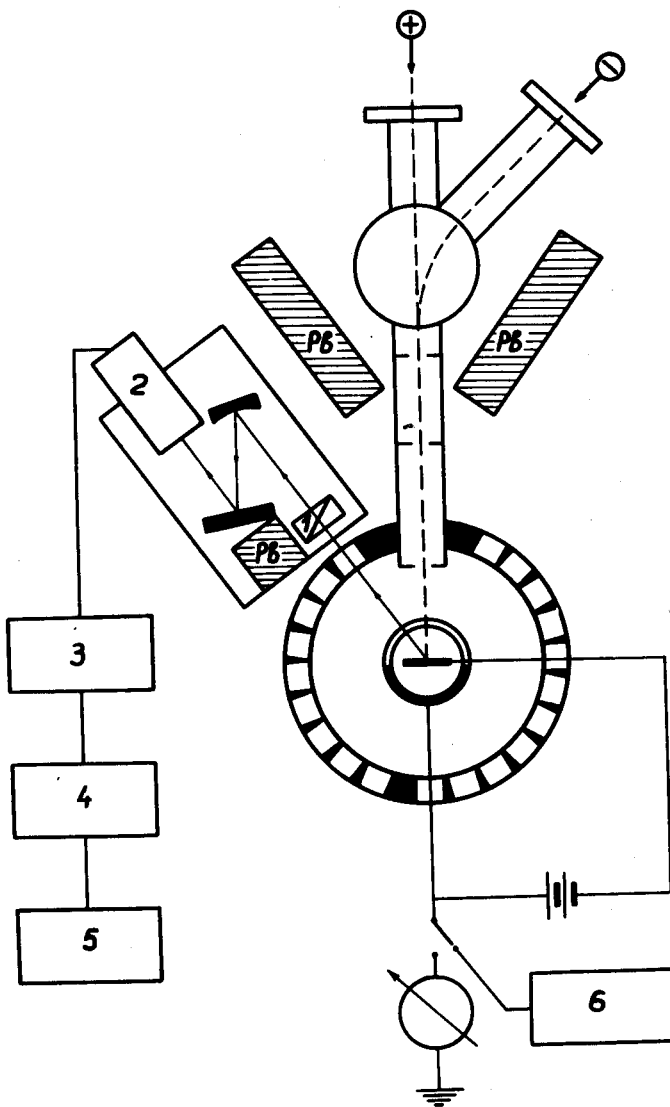


Рис. 1. Схема установки. 1 - поляризатор; 2 - фотоумножитель; 3 - усилитель; 4 - дискриминатор; 5 - пересчетка; 6 - интегратор.

Мишень – специально обработанная пластинка толщиной 0,5 мм и площадью 1 см^2 плотно прижималась к медному стержню, приваренному ко дну сосуда, наполненного глицерином. В процессе измерений поддерживалась температура глицерина около 200°C . Таким образом удалось избежать загрязнения поверхности мишени маслом, которое адсорбируется на поверхности вакуумных систем. Ртутный диффузионный насос с азотной ловушкой обеспечивал вакуум $1 \cdot 10^{-5}$ тор.

Процесс приготовления мишеней состоял из следующих этапов:

1. Полировка с применением порошков и паст.
2. Промывание в изопропиловом спирте.
3. Полировка на чистой ткани.
4. Обезжиривание в парах изопропилового спирта.

Обработка поверхности мишеней из вольфрама и никеля на этом заканчивалась. Что касается алюминия и серебра, то они наносились путем испарения в вакууме на латунную подложку, приготовленную вышеописанным способом. Толщина нанесенного слоя была ≈ 1 мк.

Мишень находилась внутри изолированного цилиндра с прорезью, на который подавался потенциал -300 в относительно мишени, чтобы задерживать вторичные электроны, выбиваемые пучком из мишени. Рассеянные же назад первичные электроны по оценкам, сделанным нами на основе данных, приведенных Бронштейном и Фрайманом ^{/11/}, вносят ошибку в измерение тока пучка электронов не более 4%. Ток электронного пучка измерялся микроамперметром, а протонного – интегратором.

Камера мишени представляла собой цилиндр с кварцевыми окнами по окружности, через которые излучение попадало в регистрирующее устройство, устанавливаемое под различными углами. Регистрирующее устройство состоит из анализатора поляризации типа ПФ, двух зеркал (алюминий, напыленный на стекло) и фотоумножителя ФЭУ-38.

Фотоумножитель работал при комнатной температуре в режиме счета фотонов. После усиления спектр импульсов подавался на интегральный дискриминатор, на выходе которого получались стандартные импульсы длительностью 0,1 мксек. Скорость счета измерялась с помощью пересчетки, управляемой электронным таймером. Фотоумножитель был защищен свинцом от гамма-лучей, испускаемых в результате реакций (p, γ) на мишени и коллимирующих диафрагмах.

Спектральная чувствительность регистрирующего устройства была измерена с помощью монохроматора ЗМР-3 и вольфрамовой лампы СИ-200У, прокалиброванной для световых температур 2400, 2600 и 2850°К. Распределение энергии в спектре вольфрамовой лампы вычислялось по формуле Планка с учетом коэффициентов спектральной лучеиспускающей способности, приведенных в работах /12,13,14/. Спектральная чувствительность регистрирующего устройства показана на рис. 2.

Результаты экспериментов

Как видно из рис. 3 и 4 (верхние графики), излучение, возбуждаемое электронами на поверхности всех исследуемых металлов под углом 60° к нормали, довольно сильно поляризовано. Степень поляризации $P = \frac{N_{||} - N_{\perp}}{N_{||} + N_{\perp}}$ превышает 60% для наименьшей энергии электронов, равной 0,5 кэВ, и более 90% (для Ni и W) при 14 кэВ. При этом знак поляризации такой же, как ожидается для переходного излучения. Поскольку переходное излучение должно быть полностью поляризовано, мы предполагаем, что наблюдаемое излучение состоит из неполяризованной и полностью поляризованной компонент и последнюю сопоставляем с расчетами по теории переходного излучения.

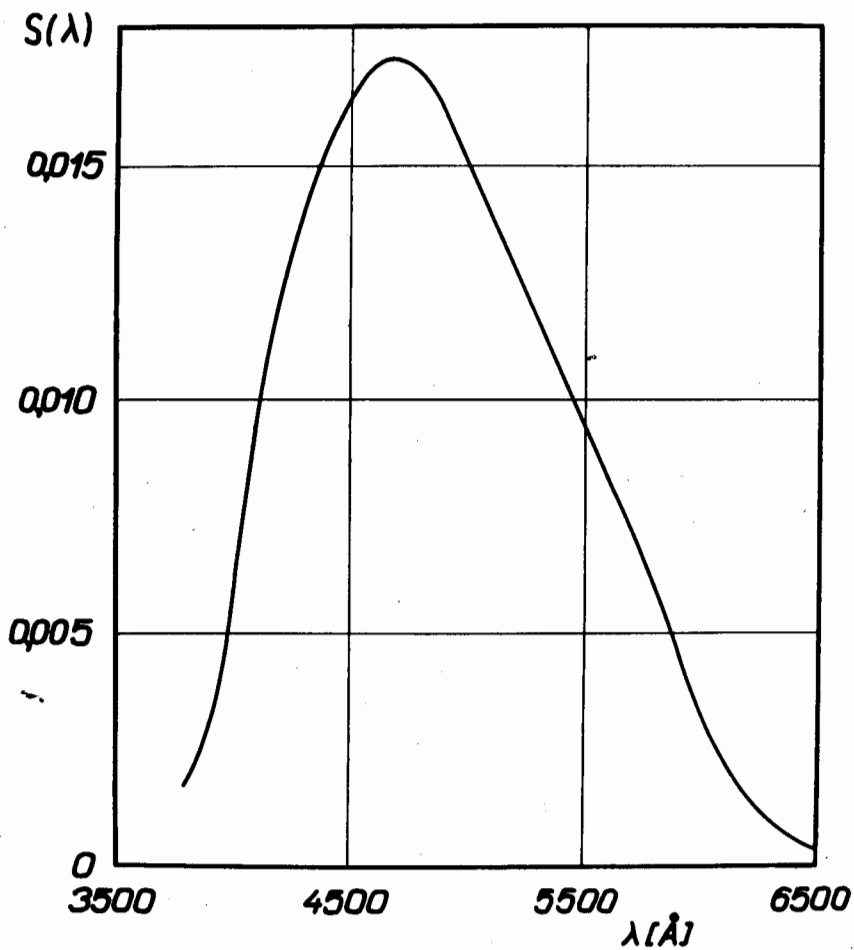


Рис. 2. Спектральная чувствительность регистрирующего устройства (имп./фотон).

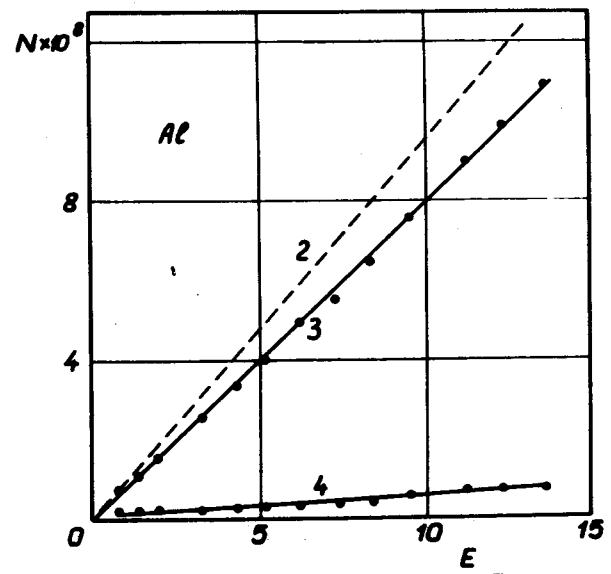
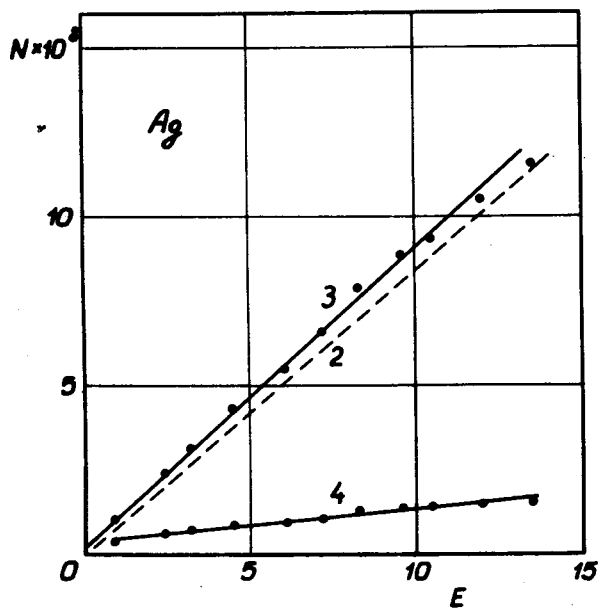
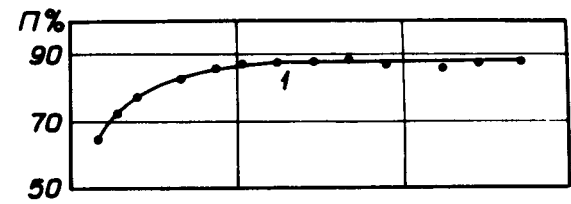
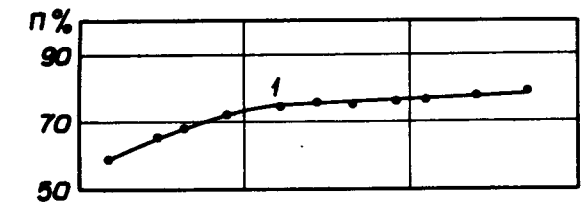


Рис. 3. Зависимость от энергии электронов для $\theta = 60^\circ$: 1 - степени поляризации; 2 - интенсивности переходного излучения, рассчитанной по ф.(1); 3 - поляризованной компоненты наблюдаемого излучения; 4 - неполяризованной компоненты; N - в имп./э.стер., E - в кэВ.

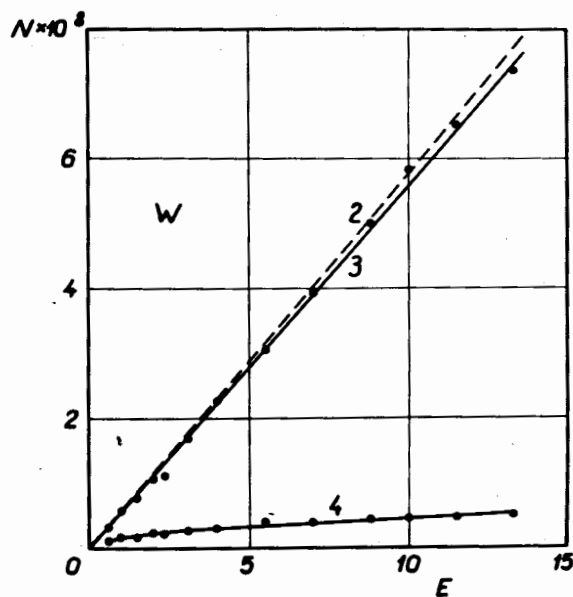
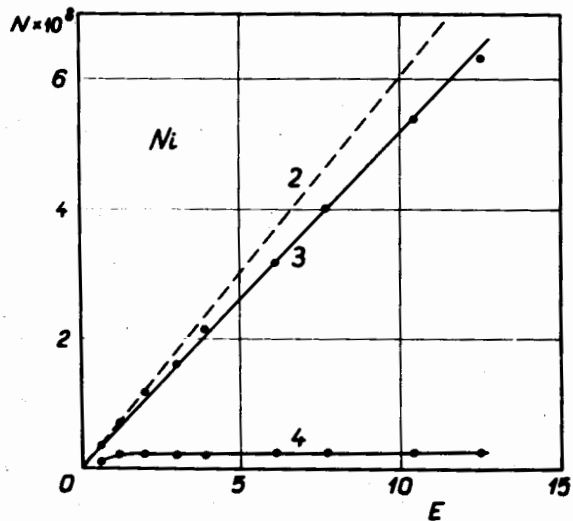
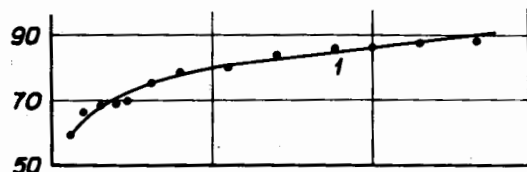
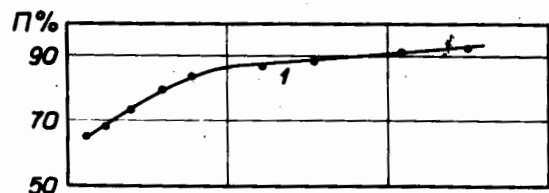


Рис. 4. Зависимость от энергии электронов для $\theta = 60^\circ$: 1 - степени поляризации; 2 - интенсивности переходного излучения, рассчитанной по ф.(1); 3 - поляризованной компоненты наблюдаемого излучения; 4 - неполяризованной компоненты; N - в имп/э.стер., E - в кэв.

Учитывая эффективность регистрирующего устройства, легко определить количество импульсов, ожидаемое от переходного излучения. Для нерелятивистского электрона с энергией E , движущегося по нормали к поверхности мишени, получаем

$$n = \frac{4e^2}{\pi c^3 h m} E \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{S(\lambda)}{\lambda} \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \right|^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta d\lambda, \quad (1)$$

где e - заряд электрона, c - скорость света, h - постоянная Планка, m - масса покоя электрона, ϵ - диэлектрическая проницаемость вещества для длины волны λ , θ - угол между нормалью к поверхности мишени и направлением наблюдения, $S(\lambda)$ - эффективность установки, $\lambda_2 - \lambda_1$ - спектральная область чувствительности регистрирующего устройства, т.е. 6500Å - 3500Å (см. рис. 2). Вычисления по формуле (1) с использованием экспериментальных данных о величине ϵ для исследуемых металлов /15,16,17,18/ показаны на рис. 3, 4 пунктирными прямыми 2. Экспериментальные точки для поляризационной компоненты в согласии с ожидаемым также ложатся на прямые 3 тех же рисунков, но с несколько отличающимся наклоном.

Кривые 4 представляют зависимости от энергии неполяризованной компоненты излучения.

На рис. 5 рассчитанное угловое распределение, нормированное к единице для максимума выхода (сплошные кривые), сопоставляется с экспериментальными данными (точки и крестики). На рис. 6 показана типичная зависимость от угла наблюдения неполяризованной компоненты.

Аналогичные зависимости для излучения, возбуждаемого протонами, показаны на рис. 7 и 8. На рис. 7 представлена интенсивность поляризованной компоненты для различных энергий протонов и мишеней из Ag, Al и Ni.

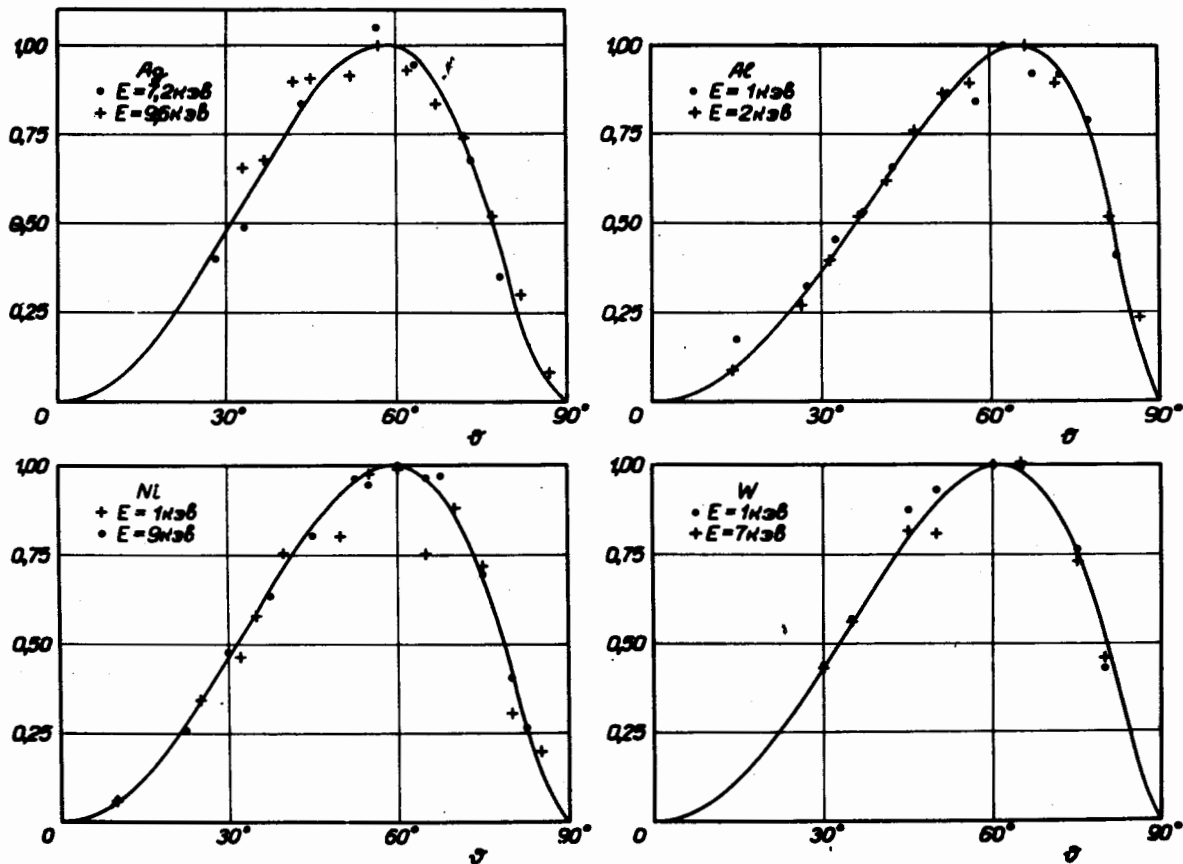


Рис. 5. Нормированные угловые распределения излучения, возбуждаемого электронами. — - переходное излучение, вычисленное по ф.(1); + · - поляризованная компонента наблюдаемого излучения.

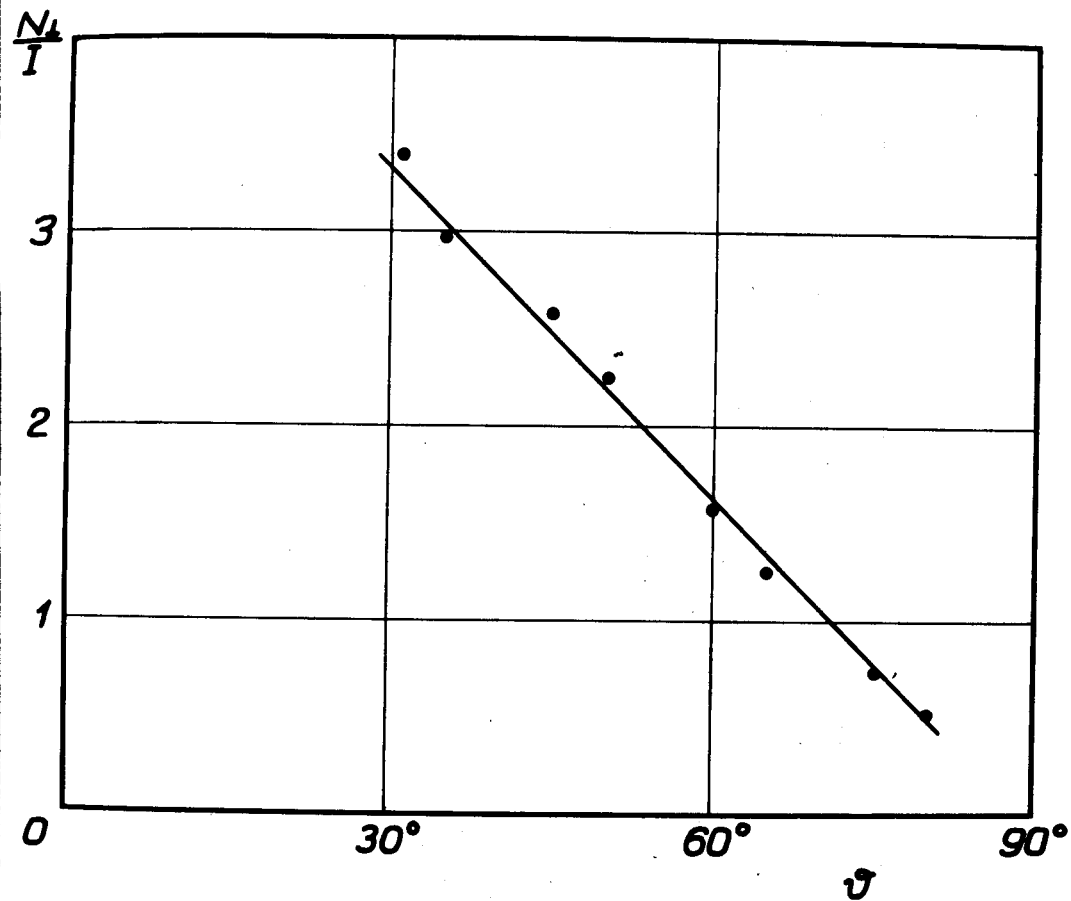


Рис. 6. Угловое распределение неполяризованной компоненты при бомбардировке серебряной мишени электронами с энергией 9,7 кэв.

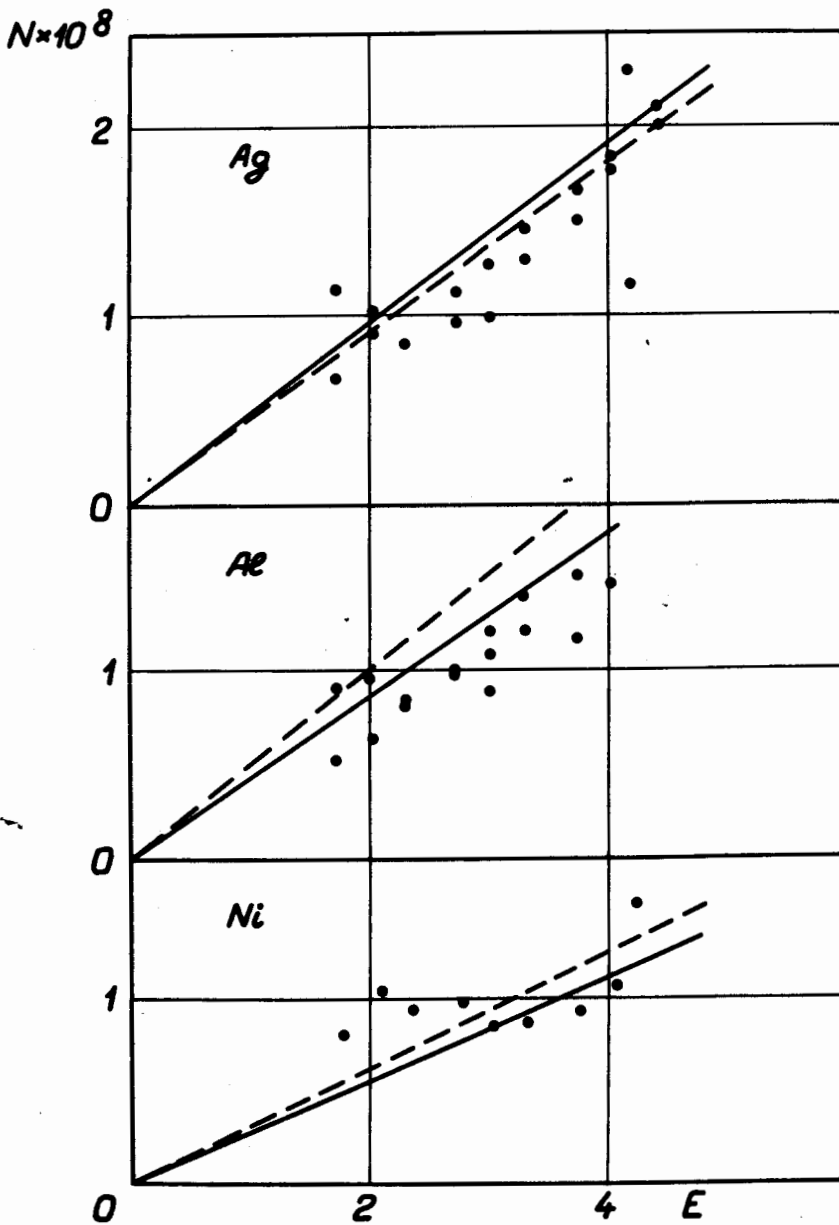


Рис. 7. Энергетическая зависимость интенсивности излучения, возбуждаемого протонами ($\theta = 60^\circ$). - - - - - переходное излучение, вычисленное по ф.(1); . - поляризованная компонента излучения, возбуждаемого протонами; - - поляризованная компонента излучения, возбуждаемого электронами; N - в имп./э.стер., E - в Мэв.

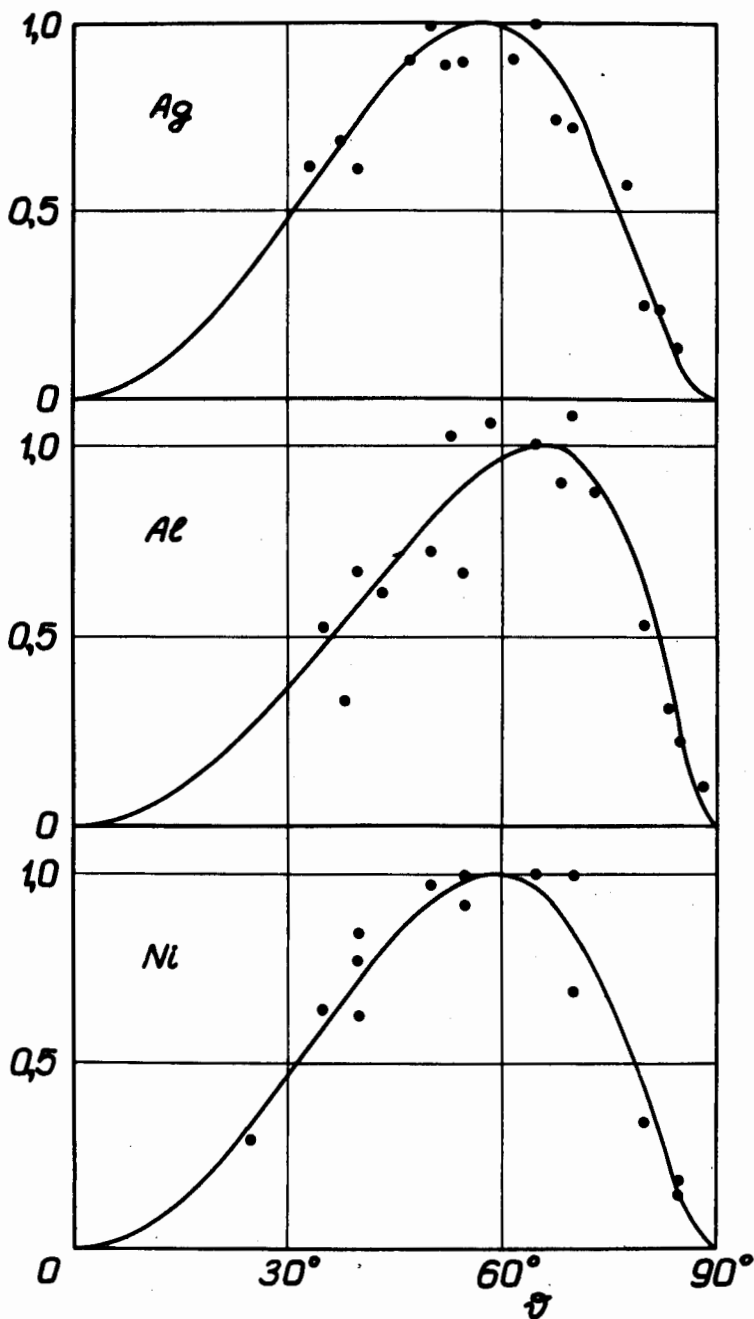


Рис. 8. Нормированные угловые распределения излучения, возбуждаемого протонами с энергией $E = 2,03$ Мэв; — - переходное излучение, вычисленное по ф.(1); \cdot - поляризованная компонента наблюдаемого излучения.

Как уже отмечалось, измерения для протонов проведены в той же геометрии и на таких же мишенях, что и для электронов, поэтому полученные данные следует сопоставить с данными для электронов той же скорости (сплошные прямые). Расчетные прямые на рис. 7, как и на рис. 4,5, нанесены пунктиром.

При измерениях с протонами интенсивность неполяризованной компоненты была крайне нестабильной и значительно превышала измеренную для электронов. Степень поляризации колебалась в пределах 20–50%, но знак ее во всех случаях такой же, как для переходного излучения. Существенный вклад в неполяризованную компоненту давал свет, возникающий на коллиматорах протонного пучка. Это значительно снижало точность измерений, особенно при определении зависимости выхода от энергии, так как изменение энергии, как правило, приводило к изменению условий коллимации пучка. Вероятно, поэтому при измерении углового распределения излучения (рис. 8) разброс точек значительно меньше (сплошные кривые – также расчетные, как на рис. 5). Поскольку неполяризованная компонента искажена аппаратными эффектами, на рис. 7 она не нанесена.

Обсуждение результатов

При бомбардировке поверхности металла электронами, вероятно, можно ожидать три типа излучения: переходное, тормозное и различные виды люминесценции поверхностной пленки на металле или, быть может, металла.

В теории переходного излучения поле излучения представляется как суперпозиция поля тормозного излучения трех частиц:

а) частицы, движущейся из вакуума в металл и остановившейся на границе;

б) частицы, в тот же момент начавшей движение с той же скоростью и в том же направлении от границы в глубь металла;

в) электрического изображения частицы, движущегося из глубины металла и остановившегося на границе.

Очевидно, что при энергии в несколько кэВ электроны сильно рассеиваются уже на глубине, из которой свет еще может выйти на поверхность. В таком случае следует ожидать отличия от теоретической той части поля переходного излучения, которая формируется в среде.

В работе /19/ компоненты поля, сформированного в вакууме и среде, были представлены в виде:

$$\frac{dW}{d\lambda d\Omega} = \frac{2e^2 v^2}{\pi c^2 \lambda^2} \left| \frac{\epsilon \cos \theta \sin \theta}{\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta}} \right|^2 \left| 1 - \frac{1}{\epsilon} \right|^2 = \frac{2e^2 v^2}{\pi c^2 \lambda^2} B^2 C^2, \quad (2)$$

где отличие $C^2 = \left| 1 - \frac{1}{\epsilon} \right|^2$ от 1 показывает относительный вклад поля частицы, связанного с движением ее в среде. Величина C^2 , вычисленная для длины волны 4700 \AA , соответствующей максимуму чувствительности регистрирующего устройства, равна для Ag - 1,35; Al - 1,07;

Ni - 1,02; W - 0,99. Следовательно, поле, сформированное в среде, дает существенный вклад только на серебре.

Как видно из рис. 3 и 4, линейность энергетической зависимости поляризационной компоненты с большой точностью соблюдается вплоть до минимальной энергии на всех металлах. Форма угловых распределений (рис. 5) также хорошо согласуется с рассчитанной по теории переходного излучения. Такое согласие экспериментальных данных с теорией, видимо, закономерно для алюминия, никеля и вольфрама, в то время как для серебра по оценке, приведенной выше для $\lambda = 4700 \text{ \AA}$, можно было ожидать отклонения от линейности в энергетической зависимости.

Что касается абсолютных значений интенсивности, то максимальное отклонение экспериментальных данных от расчетных приходится на алюминий и составляет 16%. Это расхождение связано как с низкой точностью определения эффективности регистрирующего устройства (25%), так и с возможным несоответствием реальных оптических параметров мишеней их значениям, используемым в расчетах. Здесь следует отметить, что на поверхности мишеней после облучения наблюдался едва заметный след от пучка. Однако нельзя сказать, связано ли его появление с загрязнением (или очищением) поверхности, либо с какими-то другими изменениями. Можно только указать, что интенсивность излучения на различных экземплярах мишеней отличалась не больше, чем на 10%.

Что же касается тормозного излучения, то хотя вопрос о поляризации его окончательно не выяснен, все же, учитывая сильное рассеяние электронов, можно считать его неполяризованным. Как видно из рис. 3 и 4, энергетическая зависимость неполяризованной компоненты не обнаруживает максимума, предсказываемого теориями тормозного излучения, хотя форма углового распределения (рис. 6) примерно соответствует рассчитанной в работе Пафомова /10/.

Все эти соображения с учетом малой интенсивности неполяризованной компоненты (от 4 до 30% общей интенсивности наблюдаемого излучения) не позволяют сделать окончательный вывод о природе неполяризованной компоненты.

При бомбардировке мишеней протонами, как уже отмечалось, существенное затруднение вызвало свечение коллимирующих диафрагм под воздействием протонного пучка. Это не позволило исследовать неполяризованную компоненту излучения и привело к большим погрешностям в измерении поляризованной компоненты. Тем не менее энергетические зависимости и угловые распределения поляризованной компоненты излучения,

возбуждаемого протонами, повторяют ход аналогичных характеристик, полученных при бомбардировке металлических поверхностей электронами и в пределах экспериментальных ошибок также согласуются с теорией переходного излучения.

Согласие с теорией переходного излучения поляризованной компоненты излучения, возбуждаемого как протонами, так и электронами является еще одним доказательством в пользу применимости теории переходного излучения в данном диапазоне скоростей заряженных частиц.

Л и т е р а т у р а

1. В.Л. Гинзбург, И.М. Франк. ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
2. P. Goldsmith and J.V. Jelley. Phil. Mag., 4, 836 (1959).
3. С. Михалек. ЯФ, 3, 89 (1966).
4. H. Boersch, C. Radloff, G. Sauerbrey. Zs. Phys. 165, 464 (1961).
5. H. Boersch, P. Dobberstein, D. Fritzsche, G. Sauerbrey. Zs. Phys., 187, 97 (1965).
6. A. Kramers. Phil. Mag., 46, 836 (1923).
7. A. Sommerfeld. Ann. d. Phys., 11, 257 (1931).
8. R.L. Gluckstern, M.H. Hull and G. Breit. Phys. Rev., 90, 1026 (1953).
9. R.H. Ritchie, J.C. Ashley and L.S. Emerson. Phys. Rev., 135, A 759 (1964).
10. В.Е. Пафомов. ЖЭТФ, 52, 208 (1967).
11. И.М. Бронштейн, Б.С. Фрайман. Вторичная электронная эмиссия. Издательство "Наука", 1969.
12. В.Д. Дмитриев, Г.К. Холопов. Журнал прикладной спектроскопии VI, 425 (1967).

13. J.C. De Vos, *Physica*, **XX**, 690 (1954).
14. G.A.W. Rutgers and J.C. De Vos. *Physica*, **XX**, 715 (1954).
15. E.A. Taft, U.R. Philipp. *Phys. Rev.*, 121, 1100 (1961).
16. G. Hass, J.E. Waylonis. *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 719 (1961).
17. D.W. Juanker. *J. Opt. Soc. Am.*, 58, 164 (1968).
18. Landolt-Börnstein. *Phys. Chem. Tabellen*, IV Band, 1962, Springer Verlag.
19. А.П. Кобзев, С. Михалык, Е. Рутковски, И.М. Франк. Сообщение ОИЯИ, P4-5734, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел

23 июля 1971 года.