

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**ДИФФУЗИОННАЯ КАМЕРА ВИЛЬСОНА**

В обычной камере Вильсона с расширением требуется определённое время для завершения процессов, обеспечивающих регистрацию ионизирующих частиц, и поэтому в такой камере невозможно непрерывное наблюдение за радиацией. Однако в ряде случаев такое наблюдение желательно. В связи с этим представляют интерес так называемые диффузионные камеры Вильсона, непрерывно сохраняющие состояние чувствительности. Камеры такого типа были описаны в литературе^{1, 2, 3}, однако удовлетворительные результаты с диффузионными камерами получены лишь в последнее время.

Простая камера с использованием диффузии насыщенного пара от нагретой поверхности к холодной описана в⁴. Камера состоит из стеклянного цилиндра, дно которого охлаждается сухим льдом, а крышка из картона, пропитанная спиртом, находится при комнатной температуре. Пары этилового или пропилового спирта, диффундируя через неконденсирующийся газ, создают около холодной поверхности чувствительный слой толщиной в несколько сантиметров, в котором и происходит конденсация капель на ионах. С целью улучшения условий наблюдения за ионизацией через отверстие диаметром 10 см, сделанное в верхней крышке, на дно цилиндра помещалась чёрная ткань, которая заливалась тонким слоем спирта. Через 5 — 10 мин. после начала охлаждения дна камеры сухим льдом устанавливается равновесное состояние и в чувствительном слое наблюдаются резкие треки ионизирующих частиц. Камера сохраняет состояние чувствительности до тех пор, пока поддерживается определённая разность температур между смоченной спиртом верхней крышкой и дном камеры. Камера испытывалась в вертикальном магнитном поле соленоида ($H = 1000$ эрстед), причём наблюдались характерные искривлённые треки электронов и позитронов с энергиями порядка 1 Мэв. Наблюдались также протоны отдачи и ядерные реакции, вызванные Ве-Ро-источником нейтронов, помещённым вне камеры на уровне чувствительной области. Эта камера использовалась также для просмотра излучений от очень слабых искусственно приготовленных и естественных радиоактивных препаратов. С этой целью радиоактивный источник помещался внутри чувствительного объёма камеры. Интересно отметить, что на расстоянии до 1 мм от поверхности помещённого в чувствительный объём образца уже происходит конденсация на ионах, и, таким образом, возможно отличать ионизирующие частицы, вылетающие с поверхности образца, от частиц, образующихся в газе за счёт γ -лучей или нейтронов. Освещение чувствительного объёма лампой дневного света не нарушает работы камеры, поэтому возможно непрерывно наблюдать за излучением радиоактивного образца, помещённого внутри чувствительного объёма.

Более сложные камеры, работающие по такому же принципу, описаны в⁵. Камера спроектирована для работы с циклотроном. Верхняя крышка камеры алюминиевая, к нижней части её прикреплен перфорированный алюминиевый диск, покрытый пропитанной спиртом материей, влажность которой автоматически поддерживается постоянной во время работы. Дно камеры выполнено из электролитически зачерненного алюминия и охлаждается сухим льдом, который поджимается к дну камеры пластиной с пружинами. Стенки камеры представляют собой два стеклянных кольца, диаметром 30 см каждое. Высота верхнего кольца 7,5 см и нижнего 10 см. Верхнее кольцо отделено от нижнего электропроводной резиновой прокладкой, являющейся одним из электродов, служащих для создания поля, убирающего ионы. Другим электродом являются верхняя и нижняя крышки камеры, соединенные между собой проводником. Такое расположение электродов позволяет при наложении электрического поля удалять ионы из верхней части камеры, не выталкивая их вниз, в чувствительный слой. Для уплотнения соединений дна и крышки использовались резиновые прокладки. Соединение частей камеры осуществлялось с помощью анкерных болтов. Камера работала при давлении от 0,1 до 2 атм, причём не было обнаружено существенных изменений в работе при изменении давления в указанных пределах.

Фотоаппарат помещался на верхней крышке камеры над небольшим окном. Вмонтированные в верхнюю крышку электронагреватели позволяли поддерживать необходимый для наилучшей работы камеры температурный градиент. При работе с аргоном и метиловым спиртом чувствительный слой имел по оси камеры глубину в 7 см при температуре крышки +39°С. При наполнении камеры воздухом и метиловым спиртом чувствительный слой в 7 см был получен при температуре крышки, равной +44°С. В последнем случае камера работала хуже.

При увеличении температуры крышки толщина чувствительного слоя увеличивается; однако увеличение температуры выше оптимальной вызывает нарушение нормальной работы камеры.

Интенсивность ионизации внутри камеры также влияет на толщину чувствительного слоя и на процессы образования капель, но камера работает удовлетворительно при ионизации, превышающей в несколько раз нормальную ионизацию на уровне моря.

При использовании камеры в работе с ускорителями необходима периодическая очистка чувствительного объёма. Очистка чувствительного объёма от сконденсированных на ионах капель производится путём подачи на электроды камеры импульсов напряжения порядка 600 в, следующих непосредственно за циклом работы ускорителя. В этом случае камера действует периодически.

Описываемая камера была использована также для регистрацииливней, образуемых космическими частицами, причём процесс фотографирования управлялся счётчиками, включёнными на совпадения.

Специально для изучения космических лучей была построена прямоугольная камера, имеющая в основании квадрат 22,5 × 22,5 см и высотой 17,5 см. Максимальная глубина чувствительного слоя при использовании смеси метилового и этилового спирта с аргоном составляла 6 см при температуре крышки +34°С. Чувствительный объём освещался через боковые стенки, фотографирование производилось через переднее стекло на фоне чёрного стекла задней стенки камеры. Очищение чувствительного объёма в этом случае осуществлялось также с помощью электрического поля. Импульсы напряжения подавались на электроды камеры через каждые 45 сек. По своей конструкции крышка и дно не отличаются принципиально от применённых в описанной выше камере.

Для исследования ядерных взаимодействий в газах использовалась камера, наполненная водородом при давлении в 15 атм⁶. Камера выпол-

жена из нержавеющей стали. Крышка камеры нагревалась, дно охлаждалось сухим льдом и для контроля температурного градиента использовались термодпары. Наблюдение за ионизацией и освещение треков осуществлялись через толстые стеклянные окна.

В. К. Ляпидевский и Ю. А. Щербаков

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. G. Hoxton, Proc. Virginia Acad. Sci. Abstr. **9**, 23 (1933—1934).
2. R. E. Vollrath, Rev. Sci. Instr. **7**, 499 (1936).
3. A. Langsdorf, Rev. Sci. Instr. **10**, 91 (1939).
4. T. S. Needls and C. E. Nielsen, Rev. Sci. Instr. **21**, 976 (1950).
5. E. W. Cowan, Rev. Sci. Instr. **21**, 991 (1950).
6. D. H. Miller, E. C. Fowler, R. P. Shutt, Am. Phys. Soc., New York meeting, 1 февраля (1951).

**АНАЛИЗ ТВЁРДЫХ ВЕЩЕСТВ С ПОМОЩЬЮ
МАСС-СПЕКТРОМЕТРА**

За последние годы масс-спектрометрический метод анализа паров и газов был значительно усовершенствован и нашёл широкое применение. Не менее интересной и важной областью использования масс-спектрометрии является анализ веществ, находящихся в твёрдой фазе. Однако здесь не было достигнуто серьёзных успехов. Объясняется это, в основном, трудностью создания ионного источника, поскольку для масс-спектрометров обычного типа требуется источник, создающий ионный луч очень стабильной интенсивности.

Источник, пригодный для решения некоторых вопросов, возникающих при анализе твёрдых образцов, был применён Хикамом¹. Исследуемый образец испарялся в печке, находящейся в камере масс-спектрометра. Получающийся молекулярный пучок подвергался электронной бомбардировке.

В 1947 г. был построен масс-спектрограф с искровым источником ионов для химического анализа твёрдых веществ².

В искровом источнике, впервые предложенном Демпстером³, между металлическими электродами создаётся высокочастотный разряд. Если в качестве одного из электродов использовать исследуемый образец, то в разряде будут присутствовать ионы всех входящих в образец элементов.

В основу конструкции прибора² был положен принцип двойной фокусировки^{4, 5}. Схематически расположение электрического и магнитного полей и системы шелей показано на рис. 1.

Согласно выводам Маттауха⁴, условия фокусировки на одной фотопластинке для большого диапазона масс таковы: 1) пучок ионов должен отклоняться радиальным электростатическим полем на угол $\Phi = 31^\circ 50'$ (см. рис. 1); 2) расстояние l от входной щели S_1 до входа в

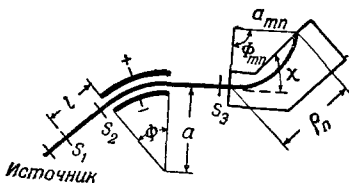


Рис. 1

конденсатор должно равняться $\frac{a}{\sqrt{2}}$; 3) отклонение пучка ионов в магнитном поле Φ_{mn} должно составлять угол $\frac{\pi}{2}$; 4) угол χ должен равняться $\frac{\pi}{4}$.

Из рис. 1 ясно, что a — радиус кривизны траектории ионов в электрическом поле, a_{mn} — соответствующий радиус кривизны в магнитном поле, χ — угол между плоскостью фотопластинки и направлением пучка ионов при входе в магнитное поле, а ρ_n — расстояние между точкой входа пучка ионов в магнитное поле и местом фокусировки его на фотопластинку.

Величины a и a_{mn} не влияют на фокусировку, но от a зависит разрешающая способность прибора, а от a_{mn} или ρ_n — дисперсия. Разрешающая способность определяется по формуле

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{2 S_1}{a}, \quad (1)$$

где S_1 — ширина входной щели.

Дисперсия, определяющая разделение на фотопластинке линий, соответствующих двум эффективным массам (отношение массового числа к заряду иона, выраженному в единицах m_0), определяется формулой

$$d \rho_n = \frac{\rho_n}{2n} dn = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{a_{mn}}{n} dn, \quad (2)$$

где n — эффективная масса.

Электродами в искровом источнике ионов служили два коаксиальных цилиндра: внешний — полый цилиндр из тантала, меди или никеля и внутренний — из исследуемого металлического образца. В качестве внутреннего электрода можно было использовать никелевую или серебряную трубку, в которую помещалось исследуемое вещество.

Между электродами заигался высокочастотный разряд, питаемый от трансформатора Тесла. Источник снабжался устройством, позволявшим регулировать взаимное расположение электродов.

Образовавшиеся в разряде ионы ускорялись и проходили через входную щель S_1 , формирующую луч.

Щели S_2 и S_3 (рис. 1) не предусмотрены теорией. Однако наличие их улучшает работу прибора. Щель S_2 ограничивает ионный луч так, чтобы ионы не попадали на обкладки конденсатора и не искажали электрического поля в нём. Щель S_3 ограничивает угол рассеяния пучка, входящего в магнитное поле. На выходе магнитного анализатора помещалась фотопластинка, регистрирующая ионные токи (с временем экспозиции около 3 мин.). На одной пластинке оказалось возможным регистрировать диапазон масс от M до $10 M$.

При ширине щели $S_1 = 0,1$ мм значение разрешающей способности прибора, согласно теории, должно было равняться $\frac{1}{750}$. Практически было получено разрешение $\frac{1}{250}$.

Точность результатов, полученных при проведении на масс-спектрографе изотопного анализа элементов, составляла $1 \div 5\%$, при определе-

нии относительного содержания элементов в металлических сплавах — $5 \div 10\%$, при определении соотношения двух элементов в оксидах — $30 \div 50\%$.

Недостатком описанного прибора является неустойчивость высокочастотного разряда, служащего источником ионов. Эта неустойчивость особенно сказывается при использовании фотографического метода регистрации. Использование электрического метода регистрации улучшает работу прибора.

Горман, Джонс и Хинпл⁶ создали прибор с двойной фокусировкой типа Демистера с искровым источником и электрической записью. На этом приборе при анализе металлических образцов была получена точность совпадения с данными химического анализа, равная точности, получаемой на масс-спектрометрических газоанализаторах.

Для подавления влияния электрических флуктуаций в искре была использована схема Нира, Нея и Инграма⁷, разработанная для измерения относительного содержания двух изотопов (рис. 2). На два коллектора одновременно фокусируются два ионных пучка, соответствующих

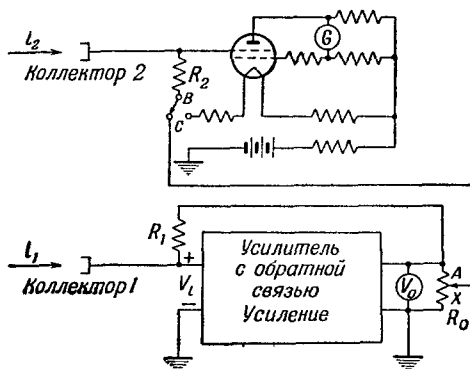


Рис. 2.

двум исследуемым массам. Ионный ток i_2 создаёт на сопротивлении R_2 падение напряжения, подаваемое через электрометрический каскад на гальванометр.

Если между точками B и C приложить напряжение, равное $-i_2 R_2$, то гальванометр не будет давать отклонения. Это компенсирующее напряжение снимается с потенциометра, включённого на выходе усилителя с обратной связью, усиливающего ток i_1 . Оно автоматически меняется при изменении тока i_1 и балансировка не нарушается при одновременном изменении интенсивности обоих ионных токов.

Для получения полного спектра исследуемого образца один из коллекторов помещался на входе магнитного анализатора и регистрировал общий ионный ток источника. Второй коллектор находился на выходе, за выходной щелью. Изменением магнитного поля на выходную щель направлялся пучок ионов той или иной массы. Ток и обоих коллекторов усиливались и подавались навстречу друг другу на самопишущий прибор, включённый на выходе усилителей. Последний непосредственно регистрировал относительное содержание ионов избранной массы.

Описанный метод измерений был проверен на шести образцах нержавеющей стали. Спектр одного из образцов представлен на рис. 3.

Калибровка прибора производилась по образцу с известным содержанием компонента.

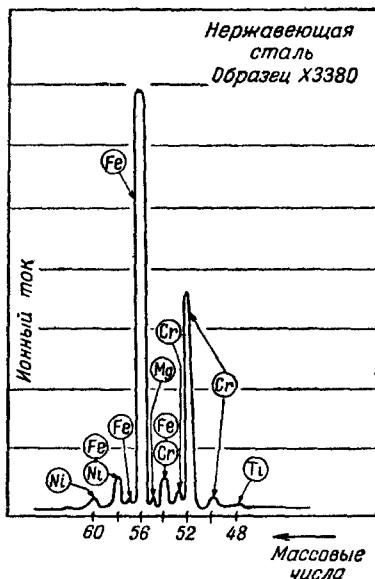


Рис. 3.

Для всех исследованных образцов было получено хорошее совпадение с данными химического анализа. Это свидетельствует о возможности использования масс-спектрометра для быстрого и точного количественного анализа твердых веществ.

Л. Л.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. M. Nis kam, Phys. Rev. **74**, 1222 (1948).
2. A. E. Schaw and W. Rall, Rev. Sci. Instr. **18**, 278 (1947).
3. A. J. Dsempster, Proc. Am. Phil. Soc. **75**, 755 (1935).
4. J. Mat tauch, Phys. Rev. **50**, 617 (1936).
5. J. Mat tauch und R. Herzog, Zeits. f. Physik **89**, 786 (1934).
6. J. G. Gorman, E. J. Jones and J. A. Hipple, Anal. Chem. **23**, 438 (1951).
7. A. O. Nier, E. P. Ney and M. G. Ingkram, Rev. Sci. Instr. **18**, 294 (1947).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДОМ РАДИОЛОКАЦИИ ЛУНЫ

До сих пор свойства ионосферы изучались главным образом по отражению от неё радиоволн различной частоты (см., например^{1,7}). Однако методу отражения радиоволн свойствен ряд ограничений. Так, например, он не даёт возможности изучать области ионосферы, расположенные выше уровня максимальной ионизации. Естественным его дополнением должен явиться метод «просвечивания» ионосферы. Принципиально для этого могут служить и радиоволны, приходящие к нам из межпланетного пространства. Таково, например, радиоизлучение Солнца и Галактики. Однако радиоизлучение Солнца сильно зависит от солнечной деятельности, притом когда оно значительно (в периоды активизации солнечной деятельности), оно особенно непостоянно, а в иное время — довольно слабо. Принципиально возможно использовать и радиоизлучение отдельных космических объек-

тов, но на этом пути возникают большие трудности вследствие незначительной интенсивности такого излучения. Для целей исследования ионосферы больше подходит «просвечивание» её радиоимпульсами путём радиолокации Луны. Уже в первых опытах по радиолокации Луны наблюдался ряд аномалий в амплитуде и направлении принятого сигнала 2.3.4. Одной из возможных причин этих аномалий могли быть либрации Луны — колебания Луны по отношению к линии, соединяющей её с Землёй. Другая причина — особенности распространения радиоволн в верхних слоях ионосферы. В связи с этим была предпринята работа по систематическому изучению ионосферы методом радиолокации Луны^{5,6}. В качестве передатчика использовалась радиовещательная станция в Шеппартоне (Австралия, штат Виктория) мощностью на волне 13,9 м — 70 квт и на волне 16,8 м — 50 квт.

Антенной в передачах служила стационарная антенна радиостанции. Угловые координаты максимума излучения антенны: азимут—63°, высота над горизонтом —9°.

Приёмник был расположен в 630 км от передатчика, а в последних опытах — также в 180 км. Полоса пропускания контуров промежуточной частоты приёмника — 70 гц, но при работе короткими импульсами в 1 мсек она расширялась до 100 гц. С приёмника сигналы подавались на катодный осциллограф, имевший экран с послесвечением. На рис. 1 и 2 приведены образцы полученных развёрток. Опыты проводились в дни, когда время прохождения Луны через направление излучения антенной радиоволн совпадало с перерывом в передачах радиовещательной программы станции. На протяжении года (ноябрь 1947 г. — ноябрь 1948 г.) таких дней было всего 30. Из этого числа передач на Луну отражённые им-

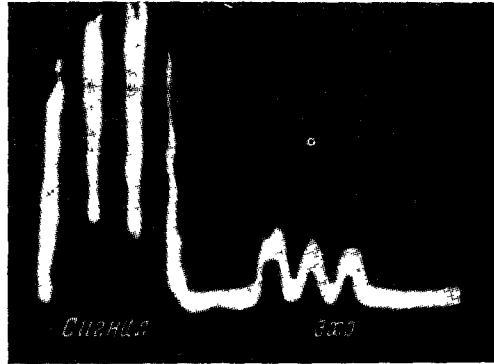


Рис. 1. Осциллограмма прямого и отражённого сигнала.

пульсы были получены лишь в 24 случаях, в остальные 6 дней, несмотря на нормальную работу передатчика и приёмника, отражённых импульсов принято не было. Аналогичная картина—неполное отсутствие в некоторых случаях отражённых сигналов—наблюдалась и в³.

Авторы изучали: 1) временные вариации интенсивности отражённого сигнала, 2) направление радиолуча, 3) его интенсивность.

1. Наблюдались три типа временных вариаций:

а) Быстрые вариации отражённого сигнала за время порядка секунды. Для исследования этих вариаций применялись одиночные импульсы длительностью 2,2 сек. Сравнение с теорией показывает, что вариации этого типа могут быть объяснены либрациями Луны. Сопоставляя скорость и амплитуду этих вариаций с либрациями Луны, авторы делают также заключение о характере отражения радиоволн лунной поверхностью. Оказывается, что поверхность Луны отражает радиоволны не по закону зер-

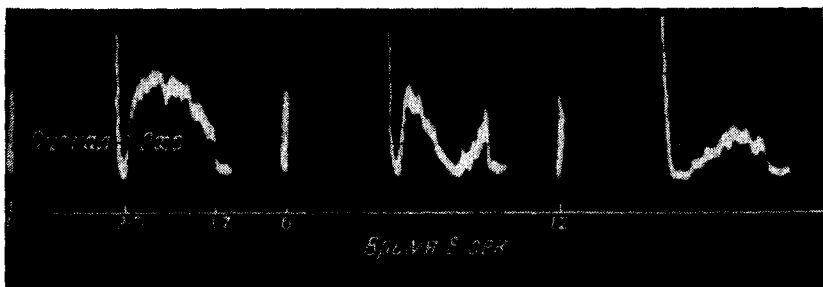


Рис. 2. Три последовательных эхо, полученных от импульсов в 2,2 сек.

кального отражения, а диффузно. Тем самым подтвердилась правильность мысли Н. Д. Папалекси⁸, высказанной им в 1946 г., что для радиоволн «поверхность Луны несомненно правильнее рассматривать как шероховатую (в оптическом смысле)». Как было установлено и рассчитано Н. Д. Папалекси и Л. И. Мандельштамом, форма отражённого импульса зависит от закона отражения радиоволн лунной поверхностью (закон Ламберта или закон Ломмеля-Зеелигера). Авторы реферируемой работы приводят теоретические графики для формы отражённого импульса в том и другом случае, не упоминая, однако, работы Папалекси. Чтобы установить, какой из этих двух законов диффузного отражения имеет место, нужно послать на Луну импульсы короче 0,116 сек. (время пробега радиоволн «вдоль Луны»), и обратно).

Авторы пытались разрешить эту задачу с помощью кратковременных импульсов в 1 мсек. Однако работа такими импульсами потребовала расширения полосы пропускания приёмника. Вследствие значительных ионосферных и «космических» шумов отношение сигнала к шуму приёмника при этом настолько понижалось, что никаких достоверных данных о форме отражённых импульсов в этом случае получить не удалось. Было лишь установлено, что длительность отражённого импульса превосходит длительность импульса передатчика. Самый факт расплывания импульса указывает на диффузный характер отражения, но не позволяет ещё однозначно решить вопрос о его законе.

б) Наблюдались также более медленные колебания интенсивности отражённого сигнала с периодом порядка нескольких минут. Можно предположить, пока только качественно, что они вызываются изменением условий в ионосфере (ветры в ионосфере).

в) Третий тип вариаций отражённого сигнала—изменения его интенсивности от одного дня к другому. Вариации этого последнего типа весьма значительны. Объяснения им пока не дано.

2. Направление радиолуча. Поскольку показатель преломления в ионосфере переменный (он определяется переменной концентрацией электронов), постольку путь радиолуча искривляется (рис. 3). Поэтому угол δ радиолуча с горизонтом должен быть больше угла α —высоты Луны. Анализ экспериментальных кривых это подтверждает.

Задавшись некоторым законом изменения ионизации с высотой (в слое F такой закон принимается параболическим), можно вычислить ту минимальную высоту Луны над горизонтом, при которой впервые начинают появляться отражённые сигналы. Однако теория расходится с опытом; угол, при котором Луна впервые обнаруживается с помощью радиоэхо, больше теоретического—разница достигает 10° . Для того чтобы выяснить, не связаны ли эта и другие аномалии с особенностями поведения слоя F , одновременно с посылкой импульсов на Луну соседние станции определяли методом отражения импульсов высоту и критическую частоту слоя F . Оказалось, что величина расхождения между теоретическим углом восхода Луны для радиоволн и данными опыта существенно зависит от отношения f/f_{0F_2} частоты волны к критической частоте слоя F в данное время.

3. Интенсивность радиоэхо. Помимо абсорбции радиоволн в ионосфере существует и другая весьма существенная причина ослабления радиолуча. При проникновении в ионосферу фронт плоской волны искривляется⁹, плотность потока энергии уменьшается и интенсивность сигнала падает. Приняв параболический закон изменения N с высотой и вводя соответствующую поправку на кривизну Земли, авторы рассчитывают ожидаемое ослабление сигнала.

Подчеркнём, что этот расчёт, как и расчёт угла δ , ведётся в приближении геометрической оптики.

Однако опыт не подтверждает теорию. Измеренные на опыте амплитуды сигнала во много раз меньше теоретических. Притом величина расхождения с теорией весьма непостоянна и сильно меняется как в пределах одного эксперимента, так и от опыта к опыту. Амплитуда сигнала оказалась, далее, зависящей от отношения f/f_{0F_2} . Это обстоятельство указывает, что ослабление сигнала происходит скорее всего в слое F . Обнаруженные расхождения теории с экспериментом могут иметь два объяснения: первое—что слой F неоднороден не только в вертикальном, но и в горизонтальном направлении, второе—что при больших углах паде-

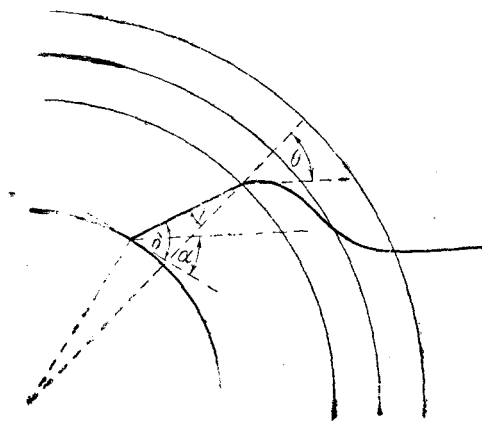


Рис. 3. Траектория радиолуча в ионосфере.

ния, с которыми работали авторы, приближение геометрической оптики, на основе которого велись все расчёты, несправедливо.

Авторы делают два основных вывода: 1) их опыты расходятся с результатами обычной теории распространения радиоволн в ионосфере, применяющей приближение геометрической оптики и рассматривающей ионосферу как систему ионизованных слоёв, однородных в горизонтальном направлении; 2) для волны 16,8 м, а стало быть, и для более коротких волн, поверхность Луны при расчёте отражения нужно считать в оптическом смысле «шероховатой».

М. Гинзбург

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Теория распространения радиоволн в ионосфере, Гостехиздат, 1949.
2. J. H. De Witt, Jr. and E. K. Stodola, PIRE 37, 229 (1949).
3. Z. Bay, Hungarica Acta Physica 1, 1 (1946).
4. В. С. Вавилов, УФ.И 39, 353 (1949).
5. F. J. Kerr, C. A. Shain and C. S. Higgins, Nature 163, 310 (1949).
6. F. J. Kerr and C. A. Shain, PIRE 39, 233 (1951).
7. Я. Л. Альперт, Распространение радиоволн в ионосфере, Гостехиздат, 1947.
8. Н. Д. Папалекси, УФ.И 29, 250 (1946); Электричество 51 (1946).
9. Bremner, Terrestrial Radio Waves, Amsterdam, 1949, стр. 271.

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ АМПЛИТУДНЫЙ АНАЛИЗАТОР

В ряде задач экспериментальной и прикладной физики возникает необходимость автоматически анализировать импульсы токов, даваемые ионизационными камерами и пропорциональными счётчиками, по величине их амплитуд.

В тех случаях, когда приходится подсчитывать число импульсов, амплитуды которых больше (или меньше) заданной, используются обычно простые анализаторы, построенные на электронных лампах или тиристорах, дающие на выходе импульсы тока одинаковой величины, вне зависимости от интенсивности импульсов, поступивших на их вход, лишь бы величина их оказывалась большей (или меньшей) заданного предела разрешения.

В тех же случаях, когда импульсы распределяются по величине своей энергии на несколько ступеней, применяются обычно дифференциальные амплитудные анализаторы, состоящие из нескольких параллельно работающих дифференциальных ячеек релейного (тригерного) типа, каждая из которых реагирует на импульсы, интенсивность которых лежит в заданных пределах.

Увеличение числа ступеней разрешения (при одновременном сужении ширины каждой из этих ступеней), необходимое для более детального изучения спектров энергий частиц, ведёт к непомерному возрастанию числа ячеек и тем самым к существенному усложнению схем, изготовление и наладка которых представляют существенные трудности. Так, уже при десяти ступенях отбора число электронных ламп достигает 150^{1,2}.

Необходимость создания простых и надёжно действующих амплитудных анализаторов высокой разрешающей способности заставила обратиться к изысканию иных принципов селекции.

Одним из наиболее многообещающих принципов амплитудной селекции импульсов оказался метод электронно-лучевой коммутации³, разра-

ботанный ранее для дешифровки сигналов в телемеханических и автоматических установках и носящий название амплитудной катодной селекции.

Существенным отличием этого метода является использование малоинерционного токораспределителя, в котором различные цепи непосредственно замыкаются пучком электронов, отклоняемым сортируемыми импульсами, подаваемыми на отклоняющие пластины электронного коммутатора.

Механизм замыкания различных цепей электронно-лучевым коммутатором поясняется его принципиальной схемой, показанной на рис. 1.

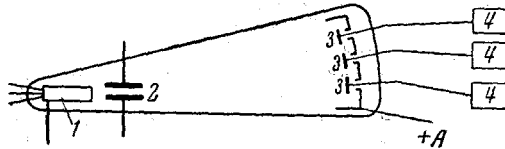


Рис. 1. Электронно-лучевой коммутатор: 1 — электронные пучки, 2 — отклоняющие пластины, 3 — ламели, коммутируемые электронным пучком, 4 — счётчики импульсов, поступающих на ламели.

Действие этой схемы в основном сводится к следующему. Импульсы тока поступают после усиления на отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки, заставляя пучок электронов отклоняться на одну из ламелей коммутатора³. При этом в цепь этой ламели поступает импульс тока, отсчитываемый соответствующим счётчиком импульсов.

Таким образом, в цепи ламелей поступают импульсы тока, общее число которых соответствует числу импульсов тока в ионизационной камере, а распределение импульсов по ламелям соответствует распределению импульсов по интенсивностям.

На пути движения к заданной ламели пучок электронов пробегает по остальным ламелям, давая на них значительно более короткие импульсы тока. С точки зрения повышения надёжности работы схемы целесообразно устранить эти паразитные импульсы. Для этого рекомендуется включать пучок электронов только на время замыкания им крайней ламели. Отпирание пучка электронов на время амплитудного значения импульса тока осуществляется при помощи специального вспомогательного устройства.

При выборе конструкции электронно-лучевых коммутаторов, позволяющей обеспечить наиболее надёжную работу при минимальных габаритах, наиболее целесообразными представляются коммутаторы с плоскими пучками². Характерной особенностью этих коммутаторов^{3,4} является использование электронных пучков с малым углом расхождения, создаваемых за счёт продольного ускорения электронов в однородном поле. Нитевидный катод непосредственного накала располагается в шедвидном отверстии плоского управляющего электрода (рис. 2). В плоском аноде, расположенном параллельно управляющему электроду, сделана щель, ориентированная параллельно щели управляющего электрода. В одной из конструкций коммутатора этого типа, при расстоянии между анодом и управляющим электродом, равном 10 мм, размерах щели в аноде 0,5 × 5 мм и анодном напряжении около 600 в, ток пучка оказался порядка миллиампера.

Размеры поперечного сечения пучка электронов на экране, расположенном на расстоянии 50 мм от анода, получились примерно 3 × 8 мм.

Видимые размеры пятна на экране оказались мало зависящими от колебаний анодного напряжения в довольно широких пределах. Дальнейшее уменьшение ширины пучка электронов осуществляется при помощи одной или двух щелевых диафрагм с таким же отверстием как в аноде, устанавливаемых за последним, параллельно ему.

Уменьшение ширины электронного пучка при диафрагмировании, приводящее к неизожному уменьшению интенсивности пучка, может быть довольно легко компенсировано вторично-электронным усилением тока пучка на ламели.

Отпирание и запираание пучка электронов коммутатора осуществляется либо при помощи плоского управляющего электрода, находящегося около катода, либо при помощи специального электрода, располагаемого сразу же за анодом по направлению хода пучка.

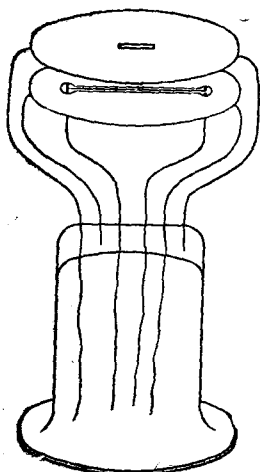


Рис. 2.

Применение малогабаритных и надёжных в действии электронно-лучевых коммутаторов с плоскими малорасходящимися пучками позволило создать относительно простые распределительные устройства, оказавшиеся более надёжными, устойчивыми и много более простыми по конструкции, по сравнению с многонакальными дифференциальными анализаторами.

В реферируемой работе Ваткинса² метод электронно-лучевой амплитудной селекции был использован (без надлежащих ссылок) в амплитудном анализаторе импульсов тока, предназначенном для автоматического подсчёта частиц различных энергий, с целью получения спектров быстрых частиц. Эта установка оказалась много проще по конструкции, более надёжной в действии и притом значительно более чувствительной, чем анализаторы спектров энергии быстрых частиц с дифференциальными амплитудными анализаторами на обычных электронных лампах.

Так, в частности, при десяти ступенях разрешения ширина одной ступени оказывается равной 1 в , что обеспечивает анализатору вдвое большую чувствительность по сравнению с установкой Фрейндлиха, Гинкса и Озерова¹.

Электронно-лучевой коммутатор, использованный в установке Ваткинса, имеет двойную диафрагму для ограничения ширины плоского пучка электронов, значительно понижающего его интенсивность. Поэтому для усиления импульсов тока в цепи ламелей на последних используется вторично-электронное усиление.

Установка Ваткинса собрана из стандартных узлов, изготавливаемых промышленностью. Для этой установки был изготовлен только электронно-лучевой коммутатор.

Представляется очевидной возможность значительного упрощения всей установки при использовании для неё более подходящих деталей и узлов.

Л. А. Гончарский

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Freundlich, Hinksa, Ozeroff, Rev. Sci. Instr. 18, 90 (1947).
2. D. A. Watkins, Rev. Sci. Instr. 20, 425 (1949).
3. Л. А. Гончарский, Автоматика и телемеханика 1, 27 (1936).
4. Л. А. Гончарский, ЖТФ 8, 540 (1938).

ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ МЕТОДОМ ПОГЛОЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ*)

Метод поглощения рентгеновских лучей был применён для измерения распределения плотности воздуха в свободной струе при выходе из сопла со сверхзвуковой скоростью и поперёк ударной волны.

Измерения производились в аэродинамической трубе размером 18×18 см при числе Маха $M = 2,83$.

В описываемой установке в качестве источника излучения служит рентгеновская трубка с бериллиевым окошком, работающая при напряжении 4 кв, что соответствует средней эффективной длине волны 3,7 Å. Пучок рентгеновских лучей, имеющий в диаметре 1,5 мм, входит в трубу и выходит из неё через специальные окошки из целлофана толщиной 20 μ. Измерения интенсивности производятся при помощи двух счётчиков Гейгера-Мюллера (тип TGC-1): один из них служит для измерения интенсивности первичного пучка рентгеновских лучей, второй — для измерения интенсивности ослабленного пучка.

На рис. 1 приведены результаты измерений распределения плотности в невозмущённом потоке вдоль центральной линии испытательного участка трубы. Пунктирной линией для сравнения приведены измерения при помощи трубки Пито.

На рис. 2 приведены результаты рентгеновских измерений распределения плотности потока вдоль направления поперёк ударной волны. Для образования последней применяется клинообразная модель с размахом 178 мм при ширине испытательного участка 182 мм. На этом рисунке схематически изображены также указанная выше модель и область проведённых измерений поперёк ударной волны. Общий вид распределения плотности сравнивался с теньевыми картинками, полученными из снимков воздушного потока. Эти картины подтвердили наличие двойного максимума, чётко выраженного на рис. 2. Максимум на расстоянии 38 мм от передней кромки объясняется сжатием волны, вызванным взаимодействием последней с держателем модели.

При измерении интенсивности ослабленного рентгеновского пучка с точностью $\pm 1,2\%$ точность измерений плотности в невозмущённом

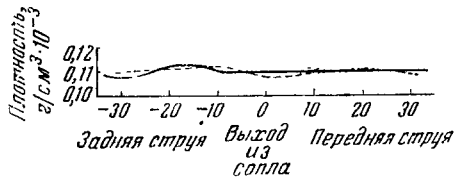


Рис. 1.

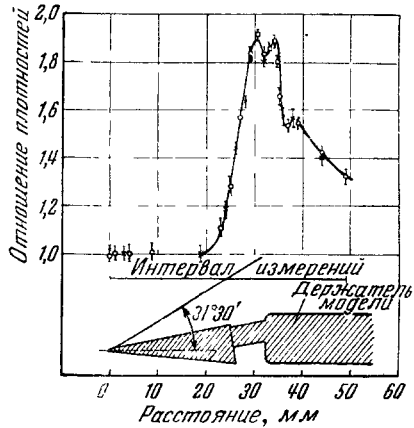


Рис. 2.

*) E. M. Winkler, Journ. of Appl. Phys. 22, 201 (1951).

потоке $\pm 4,5\%$. Поглощение рентгеновских лучей при напряжении 4 кэВ на пути 18 мм при $0,1$ от нормальной плотности достигает около 20% .

Описываемый метод поглощения может быть с успехом применён для калибровки сопел в большом диапазоне плотностей невозмущённого потока путём соответствующего подбора длин волн рентгеновского излучения. Получение длин волн порядка 8 кэВ и больше лимитируется поглощением в окошках рентгеновской трубки.

Для исследования изображений потока в ударной волне требуются более узкий диаметр пучка и большая его интенсивность, чем это имело место при получении ориентировочных измерений, приведённых на рис. 2.

Г. Г.

НОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О «ДИСЛОКАЦИЯХ» В МЕТАЛЛЕ

В современной теории механических свойств металлов важную роль играет понятие о так называемых «дислокациях». Дислокация — это линейный изъян решётки; она характерна тем, что в каком-то из рядов

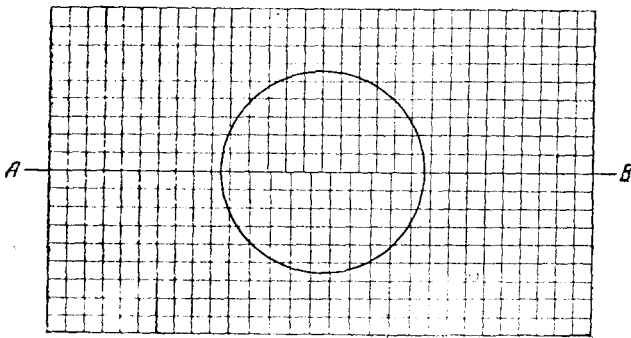


Рис. 1.

решётки присутствует лишний ион или, наоборот, нехватает иона. На рис. 1 изображено расположение атомов (узлы решётки) при дислокации. Внутри круга над линией AB (вдоль неё) клеток (атомов) на одну больше, чем под ней. Нетрудно видеть, что напряжение, необходимое для того, чтобы сдвинуть дислокацию на одно межуатомное расстояние, очень мало по сравнению с напряжением, необходимым для относительного сдвига плоскостей кристалла (примерно в 10^6 раз меньше). Действительно, пары атомов, расположенные симметрично по обе стороны от центра дислокации (рис. 2, атом 5), испытывают со стороны верхней плоскости равные и противоположные силы. Следовательно, если атомы вблизи центра дислокаций смещены на равные расстояния, то половина их испытывает силы, противодействующие смещению, а другая половина — силы, содействующие смещению (см. рис. 2), так что

в первом приближении работа, затраченная на перемещение дислокации, равна нулю, т. е. дислокации весьма подвижны. Напряжённое состояние в металле характеризуется числом дислокаций и их расположением. Теория дислокаций объясняет ряд закономерностей в механических свойствах металлов (см.^{1,2}).

Изменение напряжений в образце связано с передвижением дислокаций по металлу. При этом движении возникают силы сопротивления (взаимодействие дислокаций с атомами решётки, между собой, с атомами примеси и т. д.), поэтому движение дислокаций — процесс необратимый, оно ведёт к рассеянию энергии и к появлению внутреннего трения.



Рис. 2.

Если такое объяснение эффекта внутреннего трения правильно, то при некоторых условиях (периоде колебаний, равном времени установления напряжённого состояния) внутреннее трение должно достигать максимума^{1, 3, 4}. Однако такого максимума внутреннего трения до самого последнего времени наблюдать не удавалось. Это можно объяснить высокой подвижностью дислокаций в чистых металлах, а стало быть, и очень малым временем релаксации. В сплавах, однако, дислокации должны двигаться медленнее. Дело в том, что состояние, при котором атом примеси расположен в дислокации, энергетически выгоднее, чем состояние, при котором атом примеси и дислокация разделены⁵. Поэтому, с одной стороны, дислокации присоединяют к себе атом примеси, а с другой, — в тех местах, где расположены атомы примеси, движение свободных дислокаций значительно тормозится. По этим двум причинам время релаксации растёт и максимума внутреннего трения следует ожидать, даже в условиях комнатной температуры, при сравнительно небольших частотах колебаний. Недавно сотруднику Института технической физики Академии наук Китайской Народной Республики в Пекине Цзян-Суй-ке удалось впервые наблюдать этот максимум на кривых зависимости внутреннего трения от температуры и от напряжения⁶. Коэффициент внутреннего трения определялся в его опытах как поделённый на π логарифмический декремент свободных крутильных колебаний образца $\left(\frac{\delta}{\pi} = Q^{-1}\right)$. Исследуемый образец был изготовлен путём сплавления в вакууме алюминиевого бруска (Al чистоты 99,991%) с шариками электролитической меди. Химический анализ показал, что в полученном сплаве содержится 0,5% Си и менее чем 0,01% Fe и Si. После соответствующей термической и механической обработки образцу была придана форма стержня длиной около 30 см и диаметром 0,83 мм. Затем этот стержень был отожжён при 300°C (время отжига 1 час). Металлографическое исследование после отжига показало, что процесс рекристаллизации в образце уже начался, но далеко ещё не закончен, большинство зёрен неправильной формы, с искажением границ.

Отожжённый образец помещался в сконструированный автором⁷ прибор для крутильных колебаний, и затем измерялись амплитуды последовательных малых отклонений. Со стержнем было скреплено, как обычно, небольшое зеркальце; луч света, отражённый от зеркальца, падал на шкалу, расстояние между зеркальцем и шкалой составляло 3 м. При максимальной амплитуде колебаний смещение светового зайчика по шкале не превышало 3 см. На рис. 3 (кривая *a*) показаны последовательные амплитуды свободных крутильных колебаний образца при $t = 50^\circ \text{C}$. На оси абсцисс обозначены порядковые номера колебаний, по оси ординат отложены соответствующие смещения светового луча по шкале. Тангенс угла наклона касательной к этой кривой равен при малом затухании логарифмическому декременту колебаний. Из графика видно, что коэффициент внутреннего трения (Q^{-1}) вначале мал, затем возрастает, проходит через максимум и вновь падает. Автор называет внутреннее трение, подчиняющееся такому закону, аномальным. Оно наблюдается, однако, не всегда. В чистом Al без примеси меди такой аномалии внутреннего трения не обнаружено⁸. Если исследованный сплав подвергнуть вторичному отжигу (в течение 2 час. при 400°C), то эффект аномального внутреннего трения также пропадёт. При таком отжиге происходит полная рекристаллизация образца и зёрна приобретают правильную структуру. Закон затухания колебаний меняется (рис. 3, кривая *b*): наклон кривой, а стало быть, и коэффициент внутреннего трения, в высокой степени постоянны.

Амплитуда крутильных колебаний связана с величиной напряжений в образце, так что зависимость внутреннего трения от амплитуды можно свести к зависимости внутреннего трения от напряжений. На рис. 4 показана полученная таким образом из кривой *a* рис. 3 зависимость внутреннего трения от величины напряжений в образце при 50°C . Необходимо отметить, что кривые этого типа зависят также от «истории» образца — от приложенных к нему в прошлом напряжений и от времени, протекшего после отжига. Тем не менее большое число опытов, сделанных автором при самых различных условиях, показывает, что само существование максимума на кривых зависимости внутреннего трения от напряжения и от температуры не подлежит никакому сомнению. Это вполне согласуется с теорией дислокаций. Число «заторможенных» дислокаций, утративших свою подвижность, зависит от числа атомов примеси (в данном случае — меди) и от холодной обработки, которой был подвергнут образец. Когда напряжение ещё очень мало, большинство «заторможенных» дислокаций не успевает за один период колебаний сместиться на сколько-нибудь значительное расстояние, так что потери на внутреннее трение малы. Когда напряжение в образце, наоборот, весьма велико, «заторможенные» дислокации отрываются от окружающих их атомов меди. Приобретая, таким образом, значительную подвижность, они при своём движении рассеивают мало энергии, так что внутреннее трение тоже мало. В промежуточном случае (при средних напряжениях), когда время релаксации того же порядка, что и период колебаний, коэффициент внутреннего трения значителен.

Автором также исследована при нескольких заданных напряжениях зависимость внутреннего трения от температуры, причём изучалась температурная зависимость коэффициента аномального внутреннего трения, вычисляемого как разность между полным внутренним трением (кривая *a*, рис. 3) и нормальным внутренним трением (кривая *b*, рис. 3). Полученная зависимость изображена на рис. 5. Характерно наличие на кривой резонансного максимума. Этот максимум автор также объясняет торможением дислокаций атомами меди. При низких температурах подвижность атомов меди мала, мала и подвижность связанных с ними дислокаций. За период дислокации смещаются очень мало. При времени

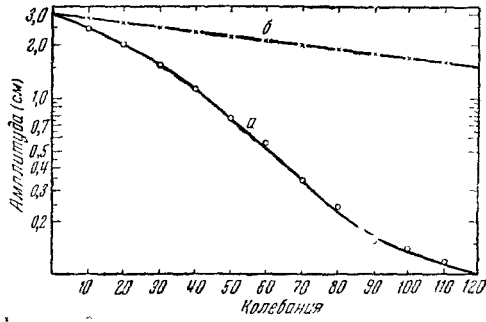


Рис. 3.

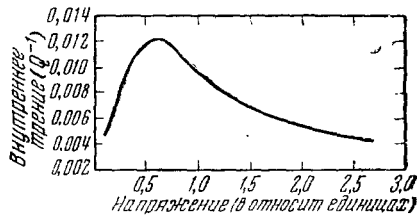


Рис. 4.

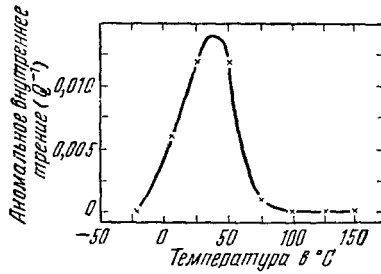


Рис. 5.

релаксации, сравнимом с периодом колебаний, внутреннее трение максимально. При этих температурах дислокация успевает за период сместиться на значительное расстояние и в то же время сопротивление её движению со стороны атомов меди ещё велико. При более высоких температурах расстояние, пройденное дислокацией за период, возрастает, но зато резко падает сопротивление её движению со стороны захваченных ею атомов меди. Потери за период падают, внутреннее трение опять уменьшается.

М. Г.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Я. И. Френкель, Введение в теорию металлов, гл. 22, 2 изд., Гостехиздат, 1950.
2. Ф. Зейтц, Физика металлов, гл. 6 и 10, Гостехиздат, 1947.
3. Zener, Elasticity and Anelasticity of Metals, Univ. of Chicago Press, 1948.
4. T. S. Ké, Trans. Amer. Inst. Min. and Met. Engrs. **176**, 448 (1948).
5. Cottrell, Report on the Strength of Solids, Phys. Soc. London, 1948, стр. 30.
6. T. S. Ké, Science Report of Academia Sinica, Peking, **3**, 61 (1950).
7. T. S. Ké, Phys. Rev. **71**, 533 (1947).
8. T. S. Ké, Trans. Amer. Inst. Min. and Met. Engrs. **188**, 575 (1950).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДИОАКТИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ УСИЛЕНИЯ ФОТОГРАФИЧЕСКОГО ПОЧЕРНЕНИЯ

В числе усилителей, применяемых в фотографии, употребляются растворы, содержащие соли урана (например, азотнокислый уранил¹). В процессе усиления урановые соли откладываются в местах почернений фотоэмульсии. Поэтому, если к снимку, обработанному урановым усилителем, контактно приложить чувствительную к α -лучам пластинку, то под действием α -частиц получится копия фотографического изображения.

В реферируемой работе² снимок (из магнитного спектрографа) с тремя линиями с интенсивностями 1:0,2:0,003 усиливался урановым раствором. Применялся обычный уран с естественной смесью изотопов. На копии, полученной контактным способом в результате трёхдневной экспозиции, можно было визуальнo различить все три спектральные линии. Однако копия была слабее оригинала.

Увеличение активности поглощённого снимком урана приводит к усилению копии. Замена одного и того же весового количества урана в естественной смеси изотопов на изотоп U^{284} (период полураспада $T = 3 \cdot 10^5$) увеличивает число α -частиц, излучаемых в 1 сек., в 7500 раз. Таким образом, применение обогащённого урана во много раз усиливает эффективность излагаемого способа копирования.

Автор работы², не располагая обогащённым ураном, добавил в фотографический усилитель к 10 мг урана 10 мкг нитрата Pu^{289} ($T = 2,41 \cdot 10^5$). Если считать, что плутоний поглощается почернениями так же, как и уран, то в этом случае активность снимка увеличилась бы в 40 раз. На опыте за полчаса контактной печати получи-

лись копии более чёткие, чем оригинал. Счётчик α -частиц отмечал концентрацию активности в местах почернений обработанного усилителем снимка.

Применяя радиоактивные усилители большой активности (для этого нужны изотопы с меньшим временем жизни), можно повысить эффективность способа. Кроме урана возможно применение и других радиоактивных изотопов элементов, употребляющихся в фотографии, и в частности β -излучателей с мягким спектром. Для большего усиления копии можно производить многократное усиление. Появляется возможность фотометрирования снимка спектральных линий счётчиком α -частиц, а также подсчётом числа α -треков с помощью микроскопа.

И. Э.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. К. Миз, Теория фотографического процесса, 1949.
 2. S. Rosenblum, Comptes Rendus 230, 1766 (1950).
-