

В 4 6568 ASD

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РЕНТГЕНОМЕТРИИ



ВЫПУСК
17(83)

ОПТИ 1938

JP 39

MISSISSIPPI

1850

MISSISSIPPI



В 46566
ТРУДЫ ВСЕСОЮЗНОГО НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО
ИНСТИТУТА МЕТРОЛОГИИ

1954

Выпуск 17(33)

М 46

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РЕНТГЕНОМЕТРИИ

Под редакцией проф. И. В. Поройкова

66671
17999



ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
Ленинград 1938 Москва

RECHERCHES DANS LE DOMAINE DE LA ROENTGÉNOMÉTRIE

Rédacteur Prof. I. V. Poroïkov

Сборник содержит статьи, посвященные различным вопросам энергетических измерений рентгеновских лучей, и отражает работы Рентгенометрической лаборатории ВНИИМ в области эталонного хозяйства, методов измерений и измерительных приборов. Материал рассчитан на научных работников-рентгенологов и инженерно-технический персонал научно-исследовательских рентгеновских институтов, а также на студентов, специализирующихся по рентгенотехнике и рентгенофизике.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник статей по своей тематике вполне аналогичен сборнику, вышедшему в 1935 г. под общим названием „Исследования в области рентгенометрии“.

Сборник посвящен метрологическим вопросам, относящимся специально к энергетике рентгеновского излучения, и содержит девять статей, из которых первая касается вопросов эталонирования, а остальные — методов измерений и измерительных приборов.

Первая статья, касающаяся эталонирования единицы рентген, представляет дальнейшее развитие ранее опубликованного материала, знакомит с результатами взаимного сличения отдельных ионизационных камер, входящих в состав группового эталона, и дает новое подтверждение недостаточности единичных измерительных устройств для точного воспроизведения рентгена.

Вторая статья, посвященная анализу ионного режима в газовой среде камер, предназначенных для энергетических измерений рентгеновского излучения, содержит как теоретический, так и экспериментальный материал по этому вопросу. Работа вносит ясность в картину импульсного ионизационного действия рентгеновских лучей, что особенно важно для техники измерений мгновенных значений мощности физической дозы лучей в воздухе.

Третья статья, касающаяся применения счетчиков Гейгера-Мюллера для метрологических целей, содержит экспериментальный материал по исследованию одного типа счетных трубок. Результаты исследования подтверждают возможность производства испытаний подобного рода приборов в смешанных пучках рентгеновских лучей, что весьма существенно для практических задач метрологии.

Четвертая работа, посвященная нахождению формы кривых напряжения генерирования и анодного тока в рентгеновских установках, содержит предварительные данные по косвенному осциллографированию этих величин путем непосредственного осциллографирования ионизационного тока, протекающего в камере измерительного прибора под действием рентгеновских лучей.

Из статей, которые в одинаковой мере относятся и к методам измерений и к измерительным приборам, две (пятая и седьмая) посвящены электрометрическим методам измерений слабых токов. В одной из этих работ указан новый способ включения струнного электрометра в компенсационную схему, устраняющий большинство тех затруднений, которые препятствуют внедрению этого

прибора в широкую практику. В другой работе приведен новый метод измерений ионизационных токов с применением специальной электронной лампы в компенсационной электрометрической схеме. Обе работы представляют несомненный вклад в дело развития специального приборостроения.

Подобное значение имеет также шестая работа, касающаяся дозиметрического способа определения времени экспозиции при технических рентгеновских снимках, поскольку в ней указываются способы сокращения расхода времени и материалов.

Две последние статьи сборника посвящены исследованию в рентгеновских лучах меднозакисных полупроводящих фотоэлементов. Одна из них содержит экспериментальный материал по фотоэлементам с тыловым эффектом, другая — по испытанию фотоэлектрического дозиметра, разработанного Харьковским рентгеновским институтом. Обе статьи знакомят с результатами экспериментов и некоторыми выводами из них, имеющими значение для практической метрологии.

О ВОСПРОИЗВЕДЕНИИ РЕНТГЕНА С ПОМОЩЬЮ ЭТАЛОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА

В опубликованном ранее сообщении одного из авторов настоящей статьи¹ уже были приведены основные данные, характеризующие конструкцию и принцип действия эталонного группового измерительного устройства для воспроизведения рентгена.

В настоящем сообщении приводятся некоторые результаты исследования эталонного устройства, полученные уже после опубликования упомянутой выше статьи.

Основной задачей исследования эталонного устройства является анализ точности воспроизведения рентгена. Действительно, эталонное устройство отличается от нормальных установок обычного типа только тем, что состоит из трех взаимозаменяемых ионизационных камер и трех электронизмерительных устройств. Эта замена преследует цель повышения точности и главным образом надежности при воспроизведении рентгена.

Вопрос о точности воспроизведения рентгена при помощи одной только ионизационной камеры, сочлененной с определенным электронизмерительным устройством, достаточно хорошо изучен. Можно считать, что ошибка воспроизведения рентгена составляет величину порядка 1%, причем нельзя ожидать, что в ближайшее время удастся достигнуть существенного повышения этой точности. Скорее наоборот, всегда есть основание полагать, что и эта точность фактически может не быть достигнутой из-за каких-либо не поддающихся контролю ошибок в условиях измерений.

Наличие трех камер и трех электронизмерительных устройств в значительной мере предохраняет от подобных ошибок.

Таким образом можно считать, что при расчете вероятной ошибки воспроизведения рентгена при помощи группового эталонного измерительного устройства обычный метод расчета вероятной ошибки даст правильный результат, в то время как применение обычных методов для воспроизведения рентгена при помощи одной камеры может и не дать полной величины ошибки. Ошибка при воспроизведении рентгена складывается из ошибок в определении ионизационного тока и ионизационного объема.

¹ И. В. Поройков. Эталонное измерительное устройство для воспроизведения единицы рентгена. Труды ВИС, 8/24, стр. 32, 1935.

Задача передачи рентгена на другое измерительное устройство еще в значительной мере осложняется необходимостью установления тождественных условий измерения с помощью эталона и на градуируемом устройстве, и основная метрологическая ценность самого принципа группового эталонного устройства заключается в возможности тщательной оценки ошибки при передаче рентгена.

При измерении силы ионизационного тока по схеме Таунсенда имеем:

$$P = \frac{C \cdot U}{t \cdot V} K_{\mu} K_{\Theta, H}, \quad (1)$$

где P — мощность физической дозы в воздухе, V — ионизационный объем, C — емкость эталонного конденсатора, t — время компенсации, U — разность потенциалов, сообщенная эталонному конденсатору за время компенсации, K_{μ} и $K_{\Theta, H}$ — поправочные множители на поглощение лучей средой на пути от диафрагмы до измерительного электрода и на температуру и давление воздуха.

Для вероятной ошибки в установлении P имеем:

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta C}{C} + \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta V}{V}. \quad (2)$$

пренебрегая погрешностями на значения мало отличающихся от единицы множителей K_{μ} и $K_{\Theta, H}$.

Подставляя вероятные значения входящих в выражение (2) величин, получаем для погрешности $\frac{\Delta P}{P}$ величину порядка 1%.

Ошибка воспроизведения при помощи серии из девяти независимых определений, очевидно, не будет превышать 0,3—0,4%.

При воспроизведении рентгена необходимо также исключить заметное влияние систематических ошибок, как-то: ошибки в измерении ионизационного тока вследствие утечки зарядов с измерительного электрода за время компенсации, натекания зарядов на измерительный электрод с заряженной внешней обкладки камеры, ошибки, обусловленной различием в интенсивности рентгеновского излучения вследствие колебаний интенсивности во времени, ошибки в измерении расстояния и неточности фокусировки. Все перечисленные выше источники систематических ошибок не могут иметь существенного значения, за исключением влияния фокусировки, подвергнутой подробному анализу в данной работе. Так, например, сила тока утечки составляет величину порядка 10^{-14} А при потенциале электрода в 1 В. При мощности дозы в 0,01 г/сек и ионизационном объеме порядка 7 см³ сила ионизационного тока будет порядка $2 \cdot 10^{-11}$ А, т. е. ток утечки составит лишь 0,2% от минимального значения ионизационного тока.

Фактическая же ошибка будет еще меньше, так как при применении компенсационного метода потенциал измерительного

электрода будет близок к нулю и будет иметь не только положительные, но и отрицательные значения. Ошибка в расстоянии не будет превышать 1 мм при расстоянии камер до трубки порядка 1 м. Режим может поддерживаться с точностью до 0,2%.

При исследовании группового эталона основное метрологическое значение имеет вопрос о возможности исследования точности передачи рентгена с одной камеры на другую. Для этой цели производилось систематическое сравнение между камерами. Результаты сравнения приведены в табл. 1.

Таблица 1

Режим генерирования	Камера № 1	Камера № 2	Камера № 3	Рентгенметр Кюстнера № 154
40 kV	0,970	0,996	1,000	1,010
80 kV 1 Al	0,988	0,998	1,000	1,015
100 kV 0,1 Cu + 1 Al	0,977	1,002	1,000	1,005
120 kV 0,3 Cu + 1 Al	0,978	1,003	1,000	1,004
140 kV 2 Cu + 1 Al	0,962	0,992	1,000	1,003

В графе 1 дан режим генерирования рентгеновских лучей (напряжение и фильтр), в графах 2, 3, 4 даны относительные показания трех камер группового эталона, причем за 1,000 приняты показания камеры № 3, и в графе 5 дано отношение показаний рентгенметра Кюстнера № 154 к показаниям камеры № 3 эталонного измерительного устройства.

Как видно из приводимых данных, между камерами № 2 и № 3 наблюдается вполне удовлетворительное совпадение, камера № 1 систематически дает меньшие результаты, чем камеры № 2 и № 3 и рентгенметр Кюстнера. Это обстоятельство, наблюдавшееся в течение длительного промежутка времени, потребовало детального изучения. Для этого был разобран вопрос о влиянии фокусировки камер, так как от остальных факторов нельзя было ожидать ошибки порядка 2%. Фокусировка камер в Рентгенометрической лаборатории производится по оптическому методу „фиксации луча“,¹ при помощи которого геометри-



Рис. 1. Зависимость показаний камеры № 1 от смещения оси

¹ И. В. Поройков и Н. Н. Аруев. Экспериментальное исследование вопроса о воспроизведении рентгена. Труды ВИМС, 8/24, стр. 5, 1935.

ческая ось камеры, центр антикатада наводятся на ось зрительной трубы; точность установки оси камеры — 1 мм, и отклонение оси от заданного направления не превышает 10'.

Этот метод дает вполне достаточные для практики результаты, однако необходимость повышения точности при эталонных работах заставила пересмотреть метод фокусировки. Для учета влияния фокусировки вся камера № 1 смещалась параллельно самой себе, и при строго неизменном режиме (неизменность контролировалась с точностью до 0,2%) производились измерения при

Таблица 2

Положение оси мм	Мощность излучения
+16	0,940
+ 8	0,980
+ 4	1,005
+ 2	1,015
+ 1	1,005
0	1,000
- 1	0,995
- 2	0,990
- 4	0,980
- 8	0,965
-16	—

смещении оси камеры относительно оси зрительной трубы. Результаты измерений представлены на рис. 1 и в табл. 2. Как видно из приводимых данных, максимальное значение мощности излучения не получается при совмещении оси камеры с осью трубы. Для камер № 2 и № 3 указанное обстоятельство не имеет места, и максимальное значение мощности излучения получается при совпадении осей камер и оси трубы. Это обстоятельство указывает на наличие неконтролируемого источника ошибок при воспроизведении рентгена.

Если принять во внимание обнаруженный источник ошибки в фокусировке, то совпадение чисел граф 2, 3 и 4 табл. 1 будет уже значительно лучше.

Однако окончательное заключение может быть сделано лишь после длительных исследований в этом направлении, продолжающихся в настоящее время.

Следует отметить, что наличие трех камер вполне себя оправдывает — между показаниями камер в течение длительного промежутка времени сохраняется постоянное соотношение. Наличие трех камер вполне гарантирует от неконтролируемой ошибки при воспроизведении и особенно при передаче рентгена с одной камеры (эталонной) на другую (градулируемую). Если же подобная ошибка и вкрадется в результаты измерений, то она легко может быть обнаружена и устранена.

SUR LA REPRODUCTION DU ROENTGEN A L'AIDE D'UN APPAREIL DE MESURE-ÉTALON

(Résumé)

Les résultats de l'intercomparaison des chambres d'un appareil de mesure-étalon, servant à reproduire le roentgen, sont cités. Deux chambres ont manifesté une bonne correspondance des lectures, tandis que la troisième donnait originairement, d'une manière systématique, des résultats plus bas.

Les recherches ont montré que la cause de ces déviations peut résider dans l'influence produite sur l'orientation des chambres par des facteurs, qui ne peuvent pas être pris en considération avec une exactitude suffisante.

K. K. Aglinzev

АНАЛИЗ ИОННОГО РЕЖИМА В ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕРАХ

Предметом настоящей работы является описание разработанного в Рентгенометрической лаборатории ВНИИМ метода измерений мгновенных значений мощности физической дозы рентгеновских лучей и анализ режима работы ионизационной камеры в условиях изменяющейся во времени мощности рентгеновского излучения.

В области энергетических измерений рентгеновских лучей, охватывающей измерения физической дозы и мощности физической дозы, до настоящего времени оперировали лишь с этими величинами, отнесенными к какому-то более или менее длительному промежутку времени. Действительно, измерение физической дозы по своему существу связано с некоторой протяженностью во времени воздействия рентгеновского излучения на камеру, так как предмет измерения является поглощенная за время освещения в единице объема камеры энергия рентгеновских лучей. Хотя при измерении мощности физической дозы принципиально и возможно рассмотрение мгновенных значений этой величины, однако современное состояние измерительной техники позволяло получать лишь усредненное по времени значение мощности физической дозы. Это само собою очевидно для тех измерений, в которых мощность физической дозы определяется при помощи прибора типа рентгенметра Кюстнера, фактически реагирующего на определенную дозу и дающего среднее значение мощности физической дозы путем деления этого значения дозы на время ее накопления. При применении приборов или измерительных схем, специально предназначенных для измерений мгновенных значений мощности фи-

зической дозы, также имеет место измерение среднего значения, в лучшем случае за весьма незначительный промежуток времени, порядка долей секунды. Происходит это либо в силу инерционности самой схемы, инерционности примененных измерительных приборов или наконец в силу известной сложности самой измерительной процедуры. Первое бывает, например, в тех случаях, когда какая-либо емкость разряжается через высокое сопротивление, что требует времени порядка секунды; примерами такой схемы может служить рентгенметр („дозисмесер“) Сименса, в котором сетка усилительной лампы соединяется с катодом через сопротивление порядка $10^8 - 10^9 \Omega$, а также ионизационная камера с электрометрической схемой по Бронсону. Инерционность измерительных приборов имеет основное значение при непосредственном включении гальванометра в цепь ионизационной камеры. Наконец

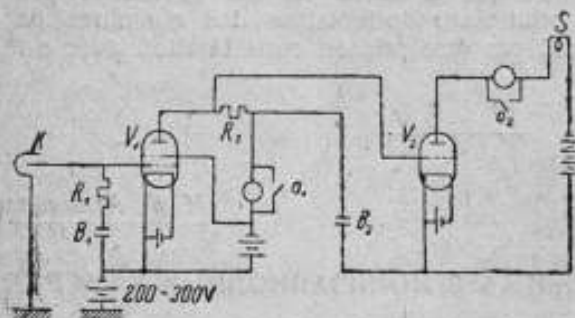


Рис. 1. Усилительная схема для измерения мгновенных значений тока в ионизационной камере.

последняя из указанных причин — сложность измерительной процедуры — сказывается, например, при применении различных компенсационных схем, где самый процесс компенсации требует затраты времени.

Таким образом ни одна из применяемых в рентгенометрии измерительных схем не позволяет получить действительно мгновенные значения, например, реагируя на те колебания интенсивности излучения, которые связаны с питанием рентгеновской установки переменным током частотой 50 Hz.

Описываемый ниже метод связан с применением осциллографа, т. е. прибора, специально предназначенного для регистрации мгновенных значений электрических величин.

Специфическая трудность в осциллографировании ионизационных токов заключается в том, что их сила обычно не превышает 10^{-9} А с 1 см^3 воздуха в ионизационной камере, шлейфовый же осциллограф для получения заметных отклонений нуждается в токах порядка 4 мА. Следовательно, задача сводится к получению усиленного значения тока в ионизационной камере без значительного искажения его формы.

Схема примененной установки дана на рис. 1. Здесь K — шаровая ионизационная камера из графита, толщиной 2,5 мм с заземленной внешней обкладкой. В некоторых случаях шаровая камера заменялась плоской камерой для изменения условий электрического поля внутри камеры. Внутренний электрод ионизационной камеры жестко соединялся с высокоизолированной, выведенной на янтаре сеткой специальной усилительной лампы V_1 . Изменение потенциала управляющей сетки определялось величиной IR_1 , где I — сила

тока в ионизационной камере K . Батарея B , при помощи потенциометра дает постоянное отрицательное смещение на сетку, позволяющее работать на прямолинейной части характеристики лампы V_1 . Между обкладками камеры была приложена разность потенциалов 250—300 В, что, согласно предварительным исследованиям, превышало необходимое для насыщения напряжение при применяемых мощностях излучения. Так как сила анодного тока лампы V_1 была недостаточна для питания шлейфа S осциллографа, то для усиления служила вторая усилительная лампа V_2 , также работавшая благодаря отрицательному смещению на сетке, от батареи B_2 , на прямолинейной части характеристики.

Выбор сопротивлений R_1 и R_2 имеет основное значение для правильного функционирования всей схемы в целом. При слишком большом значении сопротивлений потенциал сетки усилительной лампы не будет достаточно быстро следовать за изменением силы тока в ионизационной камере; в то же время при слишком малых значениях этих сопротивлений хотя и будет обеспечена достаточная безинерционность схемы, но абсолютное значение разности потенциалов на концах сопротивлений будет слишком малым для того, чтобы вызвать достаточную амплитуду колебаний в силе анодного тока.

В данной схеме сопротивление R_1 было выбрано равным приблизительно $2 \cdot 10^7 \Omega$. Как легко видеть, за время порядка 0,001 сек., емкость сетка—нить разряжается приблизительно до 0,05 своего первоначального значения.

Действительно, подставляя в соотношение

$$U_t = U_0 e^{-\frac{t}{CR}}$$

значения $C = 20$ см (емкость нить—сетка складывается из следующих емкостей: емкость камеры $\cong 4$ см, емкость лампы $\cong 8$ см и емкость соединительного кабеля $\cong 8$ см) и $R = 2 \cdot 10^7 \Omega$, имеем:

$$\text{при } \frac{U_0}{U_t} = 20 \cong e^3 = e^{\frac{t}{CR}}$$

$$t = 3CR = \frac{3 \cdot 20 \cdot 2 \cdot 10^7}{9 \cdot 10^{11}} \cong 0,001 \text{ сек.}$$

Сопротивление R_2 было порядка $10^5 \Omega$, так что второй усилительный контур находился в значительно более легких условиях. В анодных контурах обеих ламп находились миллиамперметры, которые по желанию можно было закорачивать ключами a_1 и a_2 в момент снятия осциллограмм.

Внешний вид экспериментальной установки дан на рис. 2. Здесь видна шаровая камера, соединенная стержнем с ящиком, в котором находится лампа V_1 и сопротивление R_1 . Питание и управление лампой V_1 сосредоточено в стоящем впереди столике от рентгенметра Сименса. Лампа V_2 с питанием помещена в металлическом

защитном ящике сзади. В расщелке анодного контура включен кабель, идущий к шлейфу осциллографа.

Соотношение между силой ионизационного тока I или между потенциалом U на концах сопротивления R_1 и силой тока, проходящего в анодном контуре лампы V_2 и через шлейф осциллографа, было установлено предварительным исследованием; результаты градуировки усилительной схемы приведены в табл. 1 и предста-

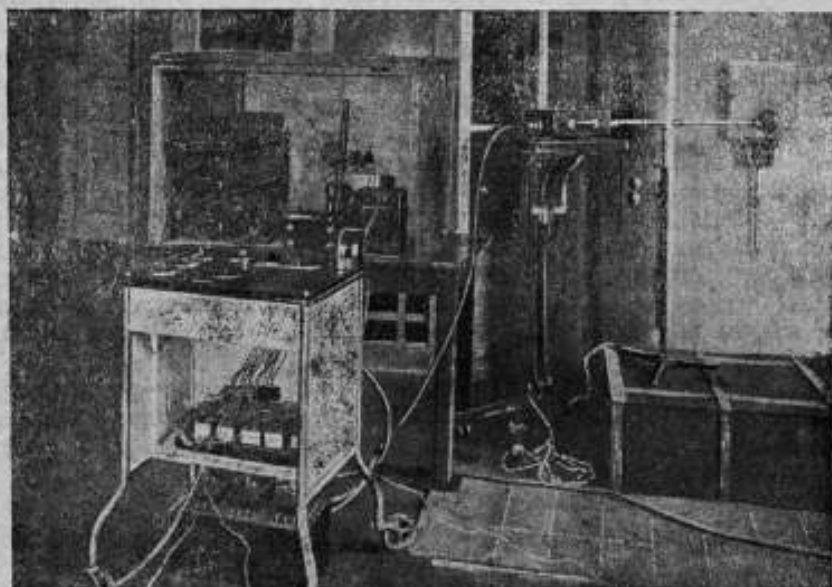


Рис. 2. Общий вид установки.

влены на рис. 3. В графе 1 таблицы даны значения разности потенциалов на сопротивлении R_1 и в графе 2 — соответствующие значения анодного тока лампы V_2 .

Таблица 1

Разность потенциалов на R_1 V	Анодный ток V_2 mA	Разность потенциалов на R_1 V	Анодный ток V_2 mA
0,0	1,80	-0,0	1,80
0,2	1,98	-0,2	1,65
0,4	2,18	-0,4	1,50
0,6	2,35	-0,6	1,35
0,8	2,50	-0,8	1,20
1,0	2,65	-1,0	1,05

Как видно из табл. 1 и рис. 3, в пределах $\pm 1,0$ V наблюдается почти прямолинейная зависимость между добавочным смещением на сетке первой лампы и изменением анодного тока во второй лампе V_2 . Аналогичное соотношение наблюдается и при несколько

ином значении анодного тока в лампе V_2 (например, 2,0 мА вместо 1,8 мА при нуле на сетке).

После предварительного исследования схемы оказалось возможным приступить к выполнению осциллограммы. Эта работа в данной стадии носит лишь предварительный характер. Полученные результаты дают вполне удовлетворительное качественное подтверждение приводимых ниже соображений об ионном режиме в ионизационных камерах и показывают применимость предложенного экспериментального метода для разрешения поставленной проблемы. Однако для более детального количественного анализа необходимо некоторое изменение параметров усилительной схемы с целью получения более значительных и более резких колебаний в силе тока через шлейф осциллографа.

На каждой из приводимых ниже осциллограмм нанесены три линии: одна из них соответствует анодному току в лампе V_2 и через шлейф осциллографа при работающем рентгеновском аппарате, но при отсутствии ионизации в камере (диафрагма закрыта свинцом). Эта линия на всех осциллограммах имеет вид прямой линии; это служит надежным доказательством того, что работа усилительной схемы не искажается влиянием окружающих электрических полей. Вторая линия, лежащая выше первой (на рис. 7

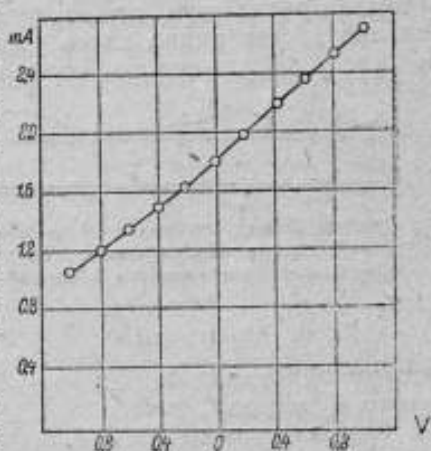


Рис. 3. Зависимость между разностью потенциалов на сопротивлении R_1 и анодным током лампы V_2 .

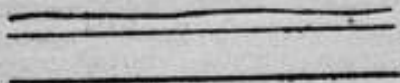


Рис. 4. Осциллограмма тока в шаровой камере. Постоянное пульсирующее напряжение.

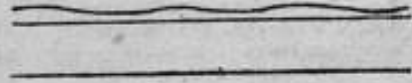


Рис. 5. Осциллограмма тока в шаровой камере. Синусоидально изменяющееся напряжение.

она лежит ниже первой), дает значение анодного тока при открытой диафрагме, т. е. при наличии ионизации в камере. Наконец третья прямая линия, параллельная первой, снималась при выключенном шлейфе и может служить для получения на осциллограмме масштаба силы тока. На некоторых осциллограммах, не приведенных в настоящей работе, снимались также синусоиды технического переменного тока для получения масштаба времени.

Переходим к описанию отдельных типичных осциллограмм. Осциллограмма № 1 (рис. 4) снята при слабо пульсирующем напряжении на рентгеновской трубке (почти постоянное напряжение — схема Гретца с конденсаторами). На ней обнаруживаются заметные колебания в силе ионизационного тока; частично эти

колебания могут быть объяснены некоторой пульсацией (до 10%) напряжения на зажимах рентгеновской трубки, частично же их возможной причиной могут быть также какие-либо процессы, обусловленные сеточным действием стекла рентгеновской трубки.

Осциллограмма № 2 (рис. 5) снята при питании рентгеновской трубки от высоковольтного трансформатора, с выпрямлением по схеме Гретца при отключенных конденсаторах рентгеновского аппарата. Как видно, здесь уже имеются значительные колебания в силе ионизационного тока, причем сила тока в ионизационной

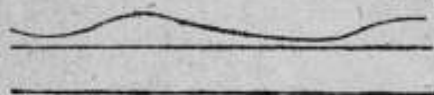


Рис. 6. Осциллограмма тока в шаровой камере. Полуволновое, синусоидально изменяющееся напряжение.



Рис. 7. Осциллограмма тока в шаровой камере при направлении поля в камере от внешней обкладки к внутренней. Полуволновое, синусоидально изменяющееся напряжение.

камере никогда не падает до нулевого значения. Подробный разбор этого будет дан ниже.

Осциллограммы № 3, 4, 5 (рис. 6, 7, 8) сняты на полуволновой схеме в различных условиях. При снятии осциллограммы № 4 (рис. 7) на внешнюю обкладку подавалось напряжение +250 В, внутренняя же обкладка была заземлена. При снятии осциллограмм № 1, 2, 3 минус батареи подавался на внешнюю обкладку, которая и была заземлена. В соответствии с этим наличие ионизационного тока в камере приводило не к увеличению значения анодного тока в лампе V_2 , а к его уменьшению, и поэтому соответствующая линия осциллограммы располагалась, как это было указано выше, ниже прямой, соответствующей отсутствию ионизации. При сравнении осциллограмм № 3 и № 4



Рис. 8. Осциллограмма тока в плоской камере. Полуволновое, синусоидально изменяющееся напряжение.

можно отметить, что осциллограмма № 4 является примерно зеркальным изображением осциллограммы № 3.

Осциллограмма № 5 (рис. 8) снята при плоской камере, в которой достигалось большее значение напряженности электрического поля в камере. Эта осциллограмма снята при большей скорости вращения барабана осциллографа, так что масштаб времени на ней отличается от масштаба времени предыдущих.

При рассмотрении осциллограмм № 3, 4, 5 также обращает на себя внимание уже отмеченный выше факт: кривая тока в ионизационной камере сглажена и отстает по сравнению с кривой мощности излучения, следовательно, и по сравнению с кривой мощности физической дозы. Несмотря на то, что в данных условиях питание рентгеновской трубки производится в течение лишь приблизительно половины периода, ток в ионизационной камере все время сохраняет отличное от нуля значение, и лишь в условиях

более сильного электрического поля на осциллограмме № 5 он достигает нулевого значения и сохраняет его некоторое время.

Из приведенных осциллограмм видно, что форма кривой тока в ионизационной камере, во всяком случае, зависит от условий питания рентгеновской трубки и значения напряженности электрического поля в ионизационной камере. Само собою разумеется, что площадь, ограниченная осциллограммой тока, дает полное количество электричества, протекающего через камеру, и зависит лишь от поглощенной в камере энергии рентгеновских лучей.

Более детальному анализу вопроса посвящен следующий раздел настоящей работы.

В предлагаемом расчете не учитывается влияние диффузии ионов, рекомбинации, а также искажения поля объемными зарядами. Влияние диффузии могло бы сказаться по той причине, что, вследствие относительно больших размеров ионизационной камеры, число образуемых в единице объема ионов не будет одинаковым ввиду некоторого различия мощности физической дозы в различных частях камеры. Число ионов в единице объема меняется также и в процессе движения ионов от места их образования до электродов. Однако вследствие малости коэффициента диффузии ионов влияние этого процесса будет лежать далеко за пределами точности измерения силы тока в ионизационной камере. Точно также нет необходимости учитывать влияние процесса рекомбинации, поскольку все измерения производились в условиях тока насыщения. Влияние объемных зарядов даже при тех обстоятельствах, которые были в данном исследовании, несомненно имело место. Однако, как это будет показано, искажение поля от объемных зарядов не превышало 10–15%. Для упрощения во всех дальнейших расчетах это искажение поля не принималось во внимание; несомненно учет влияния объемных зарядов внес бы несущественные изменения в количественную сторону процесса, несколько размазав приводимые ниже расчетные кривые, но, очевидно, по причине небольшого численного значения не отразился бы на общем характере ионизационного режима.

В подтверждение сказанного можно найти влияние объемных зарядов в условиях опыта.

Для плоской камеры напряженность поля в отсутствии объемных зарядов имела значение 250 В/см. Если обозначить через ρ_1 и ρ_2 объемные плотности от положительных и отрицательных ионов, через j — плотность тока и через u_0 и v_0 — подвижности положительного и отрицательного ионов, то тогда, очевидно,

$$j = (u_0 n_1 e + v_0 n_2 e) \mathcal{E}_0 = (u_0 \rho_1 + v_0 \rho_2) \mathcal{E}_0,$$

где n_1 и n_2 — число ионов в единице объема и \mathcal{E}_0 — напряженность поля в камере. У отрицательного электрода имеем:

$$\rho_2 = 0; \rho_1 = \frac{j}{u_0 \mathcal{E}_0} = \frac{I}{u_0 \mathcal{E}_0 S},$$

где I — сила тока в ионизационной камере и S — поверхность электрода камеры.

При $I \cong 5 \cdot 10^{-8}$ А; $S = 50$ см²; $j = 10^{-9}$ А/см² = 3 CGSE;
 $u_0 \xi_0 = 1,3 \cdot 250 \cong 300$ см/сек,

откуда получаем:

$$\frac{d\xi}{dx} = 4\pi\rho \cong 0,1 \text{ CGSE}$$

или, принимая $x = 0,5$ см, напряженность поля ξ у электрода отличается от напряженности поля ξ_0 в центре камеры на величину ξ :

$$\xi - \xi_0 = 0,5 \cdot 0,1 = 0,05 \text{ CGSE} = 15 \text{ В/см},$$

так как плоская камера имела толщину 1 см и электрод находился в центре. Это мало существенно при полях порядка 250 В/см.

Проделанный выше примерный подсчет показывает, таким образом, что влиянием объемных зарядов можно пренебречь в случае плоской камеры. Для шаровой камеры, где поля, вообще говоря, были слабее, влияние объемных зарядов несколько больше, но все же и в условиях шаровой камеры оно не могло иметь существенного значения.

Для анализа ионного режима случаи шаровой и плоской камер должны быть разобраны отдельно.

Введем следующие обозначения: a — радиус внутренней сферы шаровой камеры; b — радиус внешней сферы шаровой камеры; U_0 — разность потенциалов, приложенная между шарами; u_0, v_0 — подвижность положительного и отрицательного ионов; n_0 — число ионов каждого знака в единице объема; r — радиус сферической поверхности между обкладками, concentричной с ними ($a \leq r \leq b$); ξ — напряженность электрического поля внутри камеры.

Через поверхность радиуса r за время dt проходит

$$4\pi r^2 n_0 (u_0 \xi + v_0 \xi) dt = 4\pi n_0 (u_0 + v_0) CU_0 dt \quad (2)$$

ионов, так как внутри сферического конденсатора напряженность поля

$$\xi = \frac{CU_0}{r^2} \quad (3)$$

Следовательно, сила тока I_0 , соответствующая стационарному режиму в ионизационной камере, будет:

$$I_0 = 4\pi n_0 e (u_0 + v_0) CU_0 \quad (4)$$

где e — заряд иона. Как и следовало ожидать, сила тока I_0 не зависит от r , оставаясь постоянной для любого сечения объема камеры сферической поверхности, concentричной с обкладками. Части I_1, I_2 силы тока I_0 , обусловленные движением положительных и отрицательных ионов, будут соответственно равны:

$$I_1 = 4\pi n_0 e u_0 CU_0; \quad (5)$$

$$I_2 = 4\pi n_0 e v_0 CU_0. \quad (6)$$

Переходим к рассмотрению вопроса о силе тока в ионизационной камере при изменяющейся во времени мощности физической

дозы рентгеновских лучей. Предположим, что действие рентгеновских лучей имело место в течение весьма короткого промежутка времени, после чего ионизация прекратилась; момент прекращения ионизации примем за начало для отсчета времени. Очевидно, в этот момент вся ионизационная камера будет наполнена ионами; число ионов в единице объема обозначим через n_0 . В соответствии со сделанным выше предположением, что ионизация рентгеновскими лучами производилась в течение весьма малого промежутка времени, можно считать, что вследствие этого ионы не успели существенно изменить своего местоположения в ионизационной камере. Поэтому и можно сказать, что в любом сколь угодно малом объеме по всей камере находится одинаковое число положительных и отрицательных ионов. Начиная с этого момента все положительные ионы направляются к отрицательному электроду ионизационной камеры (т. е. во всех случаях, кроме условий получения осциллограммы рис. 7, к наружному электроду), а отрицательные ионы — к положительному электроду камеры. Сила тока в ионизационной камере будет непрерывно убывать, так как непрерывно происходит убывание числа находящихся в камере ионов каждого знака.

Обозначим через τ_1 и τ_2 промежутки времени, необходимые для того, чтобы положительные и отрицательные ионы прошли расстояние между электродами ионизационной камеры. Очевидно,

$$\tau_1 = \int_a^b \frac{dr}{u_0 E} = \int_a^b \frac{r^2 dr}{u_0 C U_0} = \frac{b^3 - a^3}{3u_0 C U_0};$$

аналогично

$$\tau_2 = \frac{b^3 - a^3}{3v_0 C U_0}.$$

Так как максимальная продолжительность пребывания отрицательного иона в камере будет τ_2 , а положительного — τ_1 , то ток в ионизационной камере будет иметь место еще в течение τ_1 ($\tau_1 > \tau_2$) секунд после прекращения ионизации.

Закон убывания силы тока от времени может быть найден из энергетических соображений.

Работа электрических сил по поддержанию тока от положительных ионов в продолжение времени dt будет равна:

$$dA = I_+ U_0 dt, \quad (9)$$

где I_+ — мгновенное значение силы тока в промежуток времени от t до $t + dt$, обусловленное движением оставшихся в камере положительных ионов.

Пусть в этот момент времени t область, в которой еще находятся положительные ионы, находится на расстоянии c_1 от центра камеры. По мере того, как положительные ионы перемещаются от места их образования к наружному отрицательному электроду, в промежуток времени τ_1 граница перемещается от a до b ; $c_1 = a$



соответствует нахождению положительных ионов по всему объему камеры, $c = b$ соответствует дохождению до отрицательного электрода всех положительных ионов.

В этот момент времени t между сферическими поверхностями радиусов r и $r + dr$ находится $4\pi n_0 r^2 dr$ положительных ионов, если $c_1 \leq r \leq b$, и ни одного положительного иона, если $a \leq r \leq c_1$. Для перемещения всех положительных ионов, заключенных между r и $r + dr$, до отрицательного электрода необходимо затратить работу:

$$dA = 4\pi n_0 r^2 dr CU_0 e \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{b} \right). \quad (10)$$

На перемещение же всех положительных ионов, находящихся в камере в момент времени t , необходима работа:

$$A = \int_{c_1}^b 4\pi n_0 e r^2 CU_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{b} \right) dr = 4\pi n_0 e CU_0 \left[\frac{b^2 - c_1^2}{2} - \frac{1}{3b} (b^3 - c_1^3) \right].$$

т. е.

$$A = 4\pi n_0 e CU_0 \left[\frac{b^2}{6} - \frac{c_1^2}{2} + \frac{c_1^3}{3b} \right]. \quad (11)$$

К следующему моменту времени $t + dt$ граница слоя, содержащего положительные ионы, сместится от центра на расстояние dc_1 . Этому процессу движения переменного числа положительных ионов, в результате которого происходит убывание их числа и смещение границы ионосодержащего слоя по направлению к внешнему шару, соответствует некоторое значение I_+ силы тока в ионизационной камере.

Очевидно,

$$U_0 I_+ dt = - \frac{dA}{dc_1} dc_1 = - 4\pi n_0 e CU_0 \left[\frac{c_1^2}{b} - c_1 \right] dc_1, \quad (12)$$

откуда

$$I_+ = 4\pi n_0 e C \left[c_1 - \frac{c_1^2}{b} \right] \frac{dc_1}{dt}, \quad (13)$$

но так как

$$dc_1 = u_0 dt = \frac{u_0 CU_0}{c_1^2} dt, \quad (14)$$

то

$$I_+ = 4\pi n_0 u_0 e C^2 U_0 \left[\frac{1}{c_1} - \frac{1}{b} \right], \quad (15)$$

где зависимость c_1 , а следовательно, и I_+ от времени определяется условием

$$\frac{dc_1}{dt} = \frac{u_0 C U_0}{c_1^2}$$

и начальными условиями:

$$\text{при } t=0 \quad c_1 = a; \quad \text{при } t = \tau_1 \quad c_1 = b,$$

т. е.

$$c_1^2 = a^2 + 3u_0 C U_0 t \quad (0 \leq t \leq \tau_1). \quad (16)$$

Легко видеть, что при $c_1 = a$ получается для I_+ прежнее выражение (5), так как $C = \frac{ab}{b-a}$, а при $c_1 = b$ I_+ принимает значение нуль, что соответствует прекращению тока после того, как все ионы достигнут электрода.

Для отрицательных ионов аналогичным путем получается:

$$I_- = 4\pi n_0 e v_0 C^2 U_0 \left[\frac{1}{a} - \frac{1}{c_2} \right], \quad (17)$$

где c_2 — граница слоя, внутри которого остались отрицательные ионы; c_2 можно найти из условия:

$$c_2^2 = b^2 - 3v_0 C U_0 t \quad (0 \leq t \leq \tau_2). \quad (18)$$

а полная сила тока в ионизационной камере после прекращения ионизации будет:

$$I = I_+ + I_-. \quad (19)$$

Выражая I_+ и I_- через I_1 и I_2 , получаем для шаровой камеры при направлении поля от внутреннего шара к внешнему:

$$\left. \begin{aligned} \frac{I_+}{I_1} &= C \left[\frac{1}{c_1} - \frac{1}{b} \right] = \frac{ab}{b-a} \cdot \frac{b-c_1}{bc_1} = \frac{a(b-c_1)}{c_1(b-a)} \\ \frac{I_-}{I_2} &= C \left[\frac{1}{a} - \frac{1}{c_2} \right] = \frac{ab}{b-a} \cdot \frac{c_2-a}{ac_2} = \frac{b(c_2-a)}{c_2(b-a)} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

где c_1 и c_2 зависят от времени согласно соотношениям (16) и (18). При направлении поля прямо противоположном, т. е. от внешнего шара к внутреннему, очевидно, в соотношениях (16) и (18) следует поменять местами u_0 и v_0 , так как в этом случае направление движения ионов изменится на противоположное, и в соотношении (20) следует переставить левые части уравнений одно на место другого.

Обозначая через α_1 и α_2 правые части уравнений (20), получаем:

$$I_+ = \alpha_1 I_1; \quad I_- = \alpha_2 I_2. \quad (21)$$

но из (4), (5), (6) вытекает:

$$I_1 = \frac{u_0}{u_0 + v_0} I_0; \quad I_2 = \frac{v_0}{u_0 + v_0} I_0, \quad (22)$$

откуда следует:

$$I = I_+ + I_- = \alpha_1 I_1 + \alpha_2 I_2 = \frac{\alpha_1 u_0 + \alpha_2 v_0}{u_1 + v_0} I_0 \quad (23)$$

Подставляя значения α_1 и α_2 для различных моментов времени, легко находим ход во времени отношения I/I_0 для разных условий работы ионизационной камеры.

Ниже приводятся результаты ряда расчетов для следующих условий. Прежде всего для шаровой камеры с радиусами шаров 2 см и 4 см при значениях разности потенциалов между шарами в 100, 200, 300 и 600 В, причем соответственно условиям снятия осциллограммы рис. 7 для разности потенциалов в 200 В дано вычисление также для электрического поля, направленного от внешнего шара к внутреннему. Далее дано вычисление для плоской камеры и наконец для установления оптимальных условий работы приведены результаты расчета для шаровой камеры с иным соотношением между радиусами шаров: кроме радиусов 2 см и 4 см взято еще 2 см и 6 см и 3 см и 4 см, причем расчет дан для обоих возможных направлений и электрического поля в камере. Результаты расчетов приведены в таблицах; ниже приведено также их графическое изображение. В приводимых таблицах и графиках во всех случаях, где электрическое поле имело направление от внешней обкладки к внутренней, сделана отметка „обратное поле“. В таблицах значения α_1 , α_2 и I/I_0 даны в процентах, t дано в секундах.

Таблица 2

Шаровая камера; радиусы шаров 2 см и 4 см

100 V	$t \cdot 10^3$	0	2	4	6	10	15	20	25	30	36
	α_1	100	82	67	54	38	25	17	9	5	0
	α_2	100	97	95	92	82	66	40	0	0	0
	I/I_0	100	90	83	76	65	50	30	4	1	0
200 V	$t \cdot 10^3$	0	2	4	6	8	10	12	13		
	α_1	100	67	46	33	23	17	11	0		
	α_2	100	95	88	77	63	40	0	0		
	I/I_0	100	83	70	64	50	30	5	0		
300 V	$t \cdot 10^3$	0	2	4	6	8	10	12			
	α_1	100	54	33	20	11	5	0			
	α_2	100	92	77	52	0	0	0			
	I/I_0	100	76	69	38	5	1	0			

На рис. 9 представлен ход изменения во времени величин α_1 , α_2 , I/I_0 для шаровой камеры с радиусами шаров 2 см и 4 см

600 V	$t \cdot 10^3$	0	1	2	3	4	5	6	
	α_1	100	54	33	20	11	5	0	
	α_2	100	92	77	52	0	0	0	
	I/I_0	100	76	59	38	5	1	0	
200 V	$t \cdot 10^3$	0	3	6	9	12	15	18	} обратное поле
	α_1	100	95	88	79	66	40	0	
	α_2	100	43	21	8	0	0	0	
	I/I_0	100	63	47	36	26	16	0	

Таблица 3

Плоская камера

200 V	$t \cdot 10^3$	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	
	α_1	100	83	67	50	33	17	0	
	α_2	100	75	50	25	0	0	0	
	I/I_0	100	78	57	35	13,5	7	0	

Таблица 4

Шаровая камера; радиусы шаров 2 см и 6 см

2000 V	$t \cdot 10^3$	0	1	2	3	4	5	6	
	α_1	100	35	21	12,5	6,5	3	0	
	α_2	100	96	88	76	0	0	0	
	I/I_0	100	72	61	43	3	1	0	
200 V	$t \cdot 10^3$	0	1	2	3	4	5	6	} обратное поле
	α_1	100	98	92	88	78	61	0	
	α_2	100	27	13	6	0	0	0	
	I/I_0	100	56	45	39	32	24	0	

Таблица 5

Шаровая камера; радиусы шаров 3 см и 4 см

120 V	$t \cdot 10^3$	0	1	2	3	4	5	6	
	α_1	100	75	53	38	24	12	0	
	α_2	100	85	62	42	0	0	0	
	I/I_0	100	80	58	40	10	5	0	
120 V	$t \cdot 10^3$	0	1	2	3	4	5	6	} обратное поле
	α_1	100	88	76	62	46	19	0	
	α_2	100	64	38	16	0	0	0	
	I/I_0	100	75	54	35	19	8	0	

при прямом направлении поля. Чертеж дан в масштабе, соответствующем условиям опыта, т. е. для разности потенциалов в 200 V. Для другого значения напряжения ход кривых будет точно таким же, только необходимо изменить масштаб по оси времени, пропорционально разности потенциалов; на рис. 9 дан масштаб также для разности потенциалов в 600 V. Как видно из чертежа, можно допустить с достаточной степенью точности, что сила

тока линейно спадает от начального значения до нуля в течение некоторого промежутка времени τ ($\tau_2 < \tau < \tau_1$).

Действительно, при $t \leq \tau$ истинное значение отношения I/I_0 весьма мало отличается от прямой, а при $t \geq \tau$, хотя в ионизационной камере ток еще и существует вплоть до момента $t = \tau_1$, но так как он обусловлен лишь медленно движущимися положительными ионами, скорость которых падает по мере приближения к внешнему электроду камеры, то сила тока при $t \geq \tau_1$ составляет столь небольшую часть начального значения, что им можно пренебречь. Как уже отмечено выше, при других значениях разности потенциалов между шарами общий характер зависимости I/I_0 от времени останется тем же, изменится лишь угол наклона прямой I/I_0 с осью времени, так как промежутки τ будут изменяться

обратно пропорционально разностям потенциалов U_0 ; это вытекает из того, что в выражениях (16) и (18) для c_1 и c_2 входит произведение U_0 на t , а потому изменение U_0 вполне компенси-

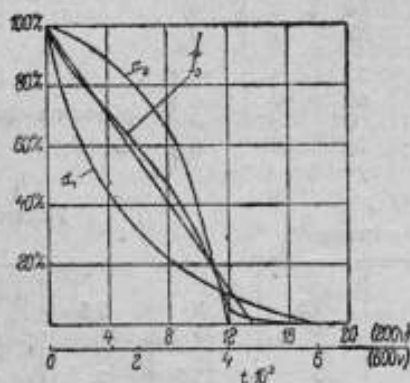


Рис. 9. Зависимость от времени $\alpha_1, \alpha_2, I/I_0$. Шаровая камера; радиусы 2 см и 4 см.

рутся соответственным изменением масштаба t . На рис. 10 приведены значения I/I_0 при различных разностях потенциалов между шарами.

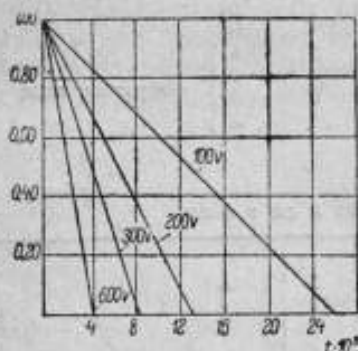


Рис. 10. Зависимость от времени I/I_0 при различных значениях разности потенциалов. Шаровая камера; радиусы 2 см и 4 см.

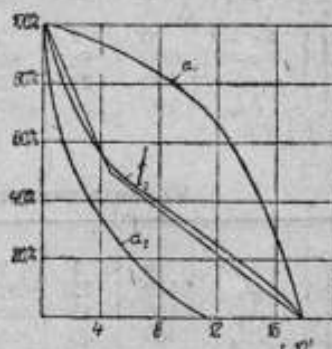


Рис. 11. Зависимость от времени $\alpha_1, \alpha_2, I/I_0$. Шаровая камера; радиусы 2 см и 4 см; обратное поле.

рутся соответственным изменением масштаба t . На рис. 10 приведены значения I/I_0 при различных разностях потенциалов между шарами.

На рис. 11 представлены результаты вычисления величин α_1, α_2 и I/I_0 для обратного направления электрического поля в ионизационной камере.

В случае обратного поля положительные ионы движутся уже по направлению к внутреннему электроду камеры. Следовательно,

в ионизационной камере в конце промежутка времени τ_1 , т. е. при $t > \tau_2$, положительные ионы будут находиться лишь около внутреннего электрода. Скорость их движения будет иметь максимальное значение, так как напряженность поля имеет максимальное значение у внутреннего электрода. Число же ионов N_t , остающихся в ионизационной камере к моменту времени t после прекращения ионизации, не будет зависеть от направления поля, что вытекает из следующих соображений. Согласно выражению (16)

$$N_t = \frac{4}{3} \pi (b^3 - c_1^3) n_0 = \frac{4}{3} \pi n_0 (b^3 - a^3) - 4\pi n_0 C U_0 u_0 t,$$

т. е.

$$N_t = N_0 - 4\pi n_0 u_0 C U_0 t; \quad (24)$$

при обратном направлении электрического поля согласно выражению (18) получаем (v_0 необходимо заменить на u_0):

$$N_t = \frac{4}{3} \pi n_0 (c_2^3 - a^3) = N_0 - 4\pi n_0 u_0 C U_0 t,$$

т. е. то же соотношение (24).

Таким образом число положительных ионов в одинаковые моменты времени в ионизационной камере будет одинаковым при любом направлении электрического поля в камере, скорость же их будет значительно больше при направлении электрического поля от внешней обкладки к внутренней при $t > \tau_2$. Так как сила тока в ионизационной камере определяется числом ионов и их скоростью, то совершенно ясно, почему при поле от внешней обкладки к внутренней ход отношения I/I_0 во времени будет отличаться, и в частности при t близких к τ_1 значения I/I_0 будут значительно превышать соответствующие значения I/I_0 при поле от внутренней обкладки к внешней. Из рис. 11 видно, что при поле от внешней обкладки зависимость I/I_0 от времени может быть с достаточной степенью точности изображена при помощи двух пересекающихся прямых. На рис. 12 для сравнения приведены кривые I/I_0 для обоих направлений электрического поля в камере. Ясно, что площади обеих кривых, дающие полное количество протекшего через камеру электричества, будут равны (в пределах точности построения графика).

На рис. 13 представлен ход изменения отношения I/I_0 для плоской камеры. При равномерном поле скорость ионов будет постоянна, и сила тока будет пропорциональна числу ионов, а это последнее будет убывать пропорционально времени. В тот момент времени τ_2 , когда все отрицательные ионы дойдут до положительного электрода и, следовательно, будут убраны из камеры, останутся лишь положительные ионы, скорость убывания числа ионов естественно станет меньше и уменьшится также скорость спадания силы тока, как это и видно на рис. 13.

Из сравнения рис. 12 и 13 видно также, что шаровая камера при направлении поля от внутренней обкладки к внешней и при соотношении радиусов близком к 1:2 дает практически наиболее простой закон убывания силы тока во времени.

Поэтому совершенно естественно было поставить вопрос об оптимальных размерах шаровой камеры. В табл. 4 и 5 и на рис. 14 и 15 даны результаты расчета для шаровых камер с радиусами 2 см и 6 см и соответственно 3 см и 4 см. Разность потенциалов между обкладками была принята равной 2900 В и 120 В

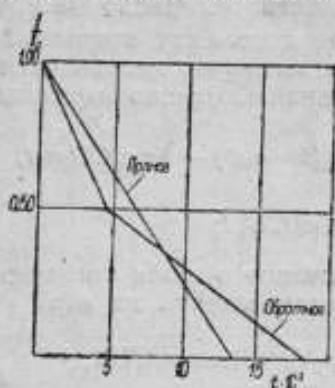


Рис. 12. Зависимость I/I_0 от времени. Шаровая камера; радиусы 2 см и 4 см; прямое и обратное поле.

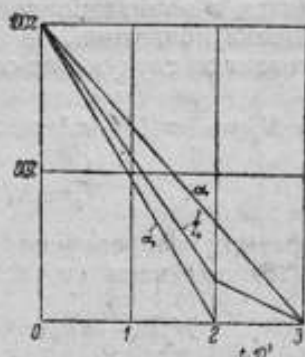


Рис. 13. Зависимость α_1 , α_2 , I/I_0 от времени. Плоская камера.

исключительно для того, чтобы получить те же самые значения τ_1 и τ_2 , что и для разобранный выше случая камеры с радиусами 2 см и 4 см.

Из сравнения всех этих случаев видно, что соотношение радиусов 1:2 как раз и обеспечивает наиболее благоприятный ход

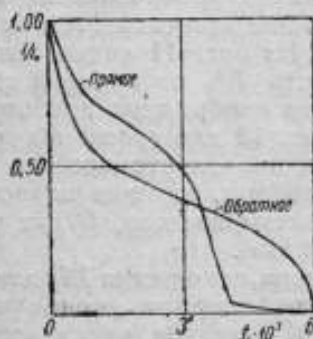


Рис. 14. Зависимость I/I_0 от времени. Шаровая камера; радиусы 2 см и 6 см.

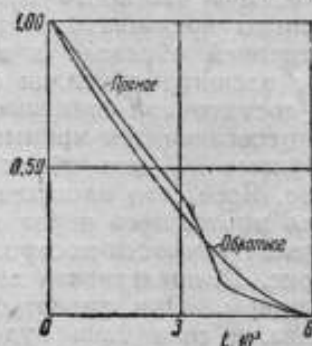


Рис. 15. Зависимость I/I_0 от времени. Шаровая камера; радиусы 3 см и 4 см.

отношения I/I_0 со временем. В камере 3—4 см неоднородность поля недостаточна, и камера дает характерный для плоской камеры излом при $t = \tau_2$. В камере же с радиусами 2 см и 6 см закон изменения I/I_0 становится слишком сложным.

Приведенные соображения позволяют выполнить полный расчет ионного режима в условиях переменной мощности ионизатора.

Обозначим через $A(t)$ функцию, пропорциональную мгновенному значению мощности ионизатора, дающую число пар ионов, образующихся в единице объема камеры рентгенметра. Введем для сокращения термин „ионизационный импульс“ в момент времени t , подразумевая под этим величину $A(t)dt$, т. е. число пар ионов, образованных за промежуток времени от t до $t+dt$ в единице объема камеры. Очевидно, максимальное значение dl_0 тока в ионизационной камере, соответствующее ионизационному импульсу $A(t)dt$, будет равно:

$$dl_0 = 4\pi(u_0 + v_0)CUA(t)dt. \quad (25)$$

причем мгновенное значение силы тока, обусловленное ионизационным импульсом $A(t)dt$, будет убывать согласно указанным выше соотношениям вследствие уменьшения числа ионов в ионизационной камере.

Сила тока в камере в некоторый момент t_0 получится как сумма токов, обусловленных каждым из предшествовавших ионизационных импульсов, так как вследствие незначительного влияния поля объемных зарядов движение каждого из ионов может рассматриваться независимо от наличия и движения всех остальных ионов.

Аналитическое решение наиболее просто дать для случая шаровой камеры (2—4 см) при направлении электрического поля в камере от внутреннего электрода к внешнему. В этом случае необходимо применить данные табл. 2 и рис. 9, 10 или 12.

Для любого момента времени $t_0 \geq t$ ионизационный импульс $A(t)dt$ дает силу тока dl' , находимую из соотношения:

$$\frac{dl'}{dl_0} = \frac{t + \tau - t_0}{\tau}, \quad (26)$$

где τ — промежуток времени, в течение которого в камере сохраняется ток после прекращения ионизационного импульса. Справедливость соотношения (26) очевидна из рассмотрения рис. 16, на котором показан ход отношения dl'/dl_0 , начинающийся в момент времени t .

Значение ионизационного тока, получаемое на осциллограммах, очевидно, будет представлять сумму всех dl' :

$$I = \int_{t_0 - \tau}^{t_0} dl_0 \frac{t + \tau - t_0}{\tau}, \quad (27)$$

или, подставляя значение dl_0 из (25) в (27):

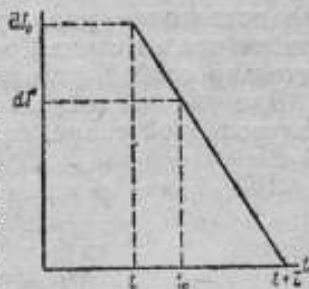


Рис. 16. Зависимость dl'/dl_0 от времени. Шаровая камера; радиусы 3 см и 4 см.

$$I = \int_{t_0 - \tau}^{t_0} \frac{t + \tau - t_0}{\tau} 4\pi(u_0 + v_0) CU_0 A(t) dt. \quad (28)$$

Для получения общего характера зависимости $I(t)$ от времени можно постоянный множитель $4\pi(u_0 + v_0) CU_0$ перед интегралом принять за единицу и построить график для $I(t)$ в таком масштабе, чтобы площадь кривой $I(t)$, дающая полное количество электричества, была равна площади кривой $A(t)$. Для выполнения подсчетов и сравнения их с данными эксперимента для функции $A(t)$ было принято равенство:

$$A(t) = A_0 \sin^2 \omega t, \quad (29)$$

что достаточно удовлетворительно отвечает условиям опыта — при работе на схеме Гретца на терапевтической трубке при сравнительно слабой фильтрации (2 мм Al).

Для расчета осциллограммы, снятой при питании трубки на полуволновой схеме, функцию $A(t)$ можно задать условиями:

$$A(t) = A_0 \sin^2 \omega t \quad \text{при } 0 \leq t \leq \frac{T}{2}; \quad (30)$$

$$A(t) = 0 \quad \text{при } \frac{T}{2} \leq t \leq T.$$

Наконец при расчете осциллограмм, снятых на плоской камере, или при обратном поле в шаровой камере, или в любых других условиях, вместо простого соотношения (26) для dI'/dI следует исходить из более сложного:

$$\frac{dI'}{dI} = f(t, t_0, \tau) \quad (31)$$

в соответствии с расчетными данными табл. 2—5 и рис. 9—15. Вместо (27) и (28) получим соотношения:

$$I(t_0) = \int_{t_0 - \tau}^{t_0} A(t) f(t, t_0, \tau) dt, \quad (32)$$

где опять-таки постоянный множитель $4\pi(u_0 + v_0) CU_0$ принят за единицу.

При вычислении интегралов (28) и (32) при условиях (30) в том случае, если момент $t_0 - \tau$ попадает на тот полупериод, в течение которого $A(t) = 0$, то нижний предел интегрирования должен быть принят вместо $t_0 - \tau$ за нуль, так как интегрирование имеет смысл вести лишь начиная с того момента времени, когда $A(t)$ отлично от нуля.

Помимо аналитического метода расчета силы тока в ионизационной камере, можно предложить также графический метод инте-

гирования, особенно удобный в случае необходимости использования соотношений (31), (32), т. е. при сложном законе убывания dI'/dI со временем.

Для графического решения задачи необходимо построить кривую $A(t)$, разбить промежутки интегрирования на достаточно мелкие интервалы, взять в каждом из них среднее значение $A(t)$ и от среднего значения провести кривую вида (26) или (31). Ординаты кривых

$$\frac{dI'}{dI} = f(t, t_0, \tau),$$

проведенные от каждого из средних значений $A(t)$, дают величины, пропорциональные мгновенному значению силы тока в камере от ионизационного импульса $A(t)dt$. Складывая эти ординаты, мы, очевидно, получим величины, пропорциональные истинным значениям силы тока $I(t_0)$. В соотношении (32) построение кривой $I(t_0)$ производится в указанном выше масштабе, определяемом из соотношения:

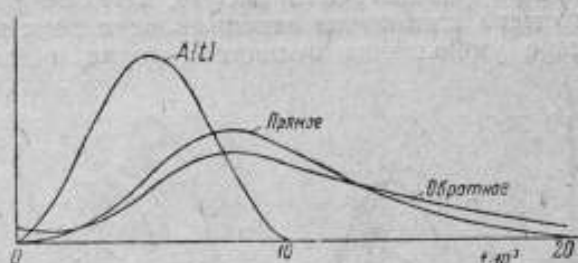


Рис. 17. Расчетные кривые силы тока в камере при различных направлениях электрического поля.

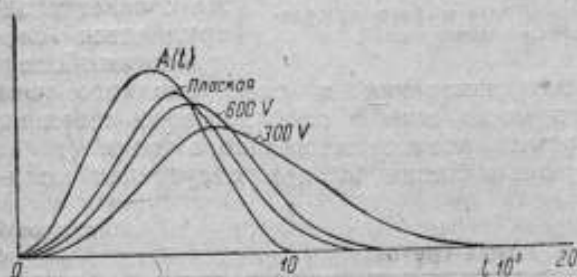


Рис. 18. Расчетные кривые силы тока в камере при различных значениях электрического поля.

$$\int_0^T I(t)dt = \int_0^T A(t)dt. \quad (33)$$

На рис. 17, 18 и 19 приводятся результаты построения кривых $I(t_0)$ для разных условий измерений. Рис. 17 и 18 относятся к питанию рентгеновской трубки от трансформатора по полуволно-

вой схеме, рис. 19 — к питанию по схеме Гретца без конденсаторов.

На рис. 17 даны результаты расчета для шаровой камеры при разности потенциалов 200 V для обоих направлений электрического поля в камере, что соответствует экспериментальным условиям снятия осциллограмм рис. 6, 7.

Рис. 18 содержит результат расчета для шаровой камеры при разностях потенциалов между шарами 300 V и 600 V и для плоской камеры при 250 V — последняя из этих кривых соответствует осциллограмме рис. 8. На рис. 18 наглядно видно изменение кривых $I(t_0)$ по мере изменения напряженности поля в камере: кривая $I(t_0)$ по мере уменьшения напряженности как бы размазывается и сдвигается по сравнению с кривой $A(t)$.

Рис. 19 содержит результат расчета при разностях потенциалов 200 В и 600 В на шаровой камере и 250 В на плоской. Первая из кривых приблизительно соответствует условиям получения осциллограммы рис. 5.

Сводка результатов расчетов, графически представленных на рис. 17—19, дана в табл. 6 и 7.

При рассмотрении рис. 19, а также рис. 17 и 18, видно, что по мере повышения напряженности поля внутри камеры, т. е. по мере уменьшения величины τ , форма кривой силы тока в ионизационной камере

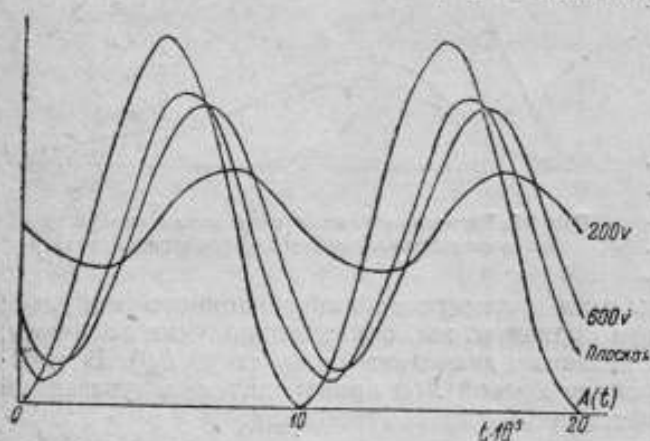


Рис. 19. Расчетные кривые силы тока в камере при различных значениях электрического поля.

все ближе и ближе подходит к кривой мощности физической дозы.

При сравнении результатов расчета с данными опыта нельзя не отметить весьма значительного сходства снятых осциллограмм с расчетными кривыми. Детальное же сравнение затрудняется следующими обстоя-

тельствами: прежде всего изменения в силе анодного тока лампы V_2 , пропускаемого через шлейф осциллографа, невелики по сравнению с „темновым“ значением анодного тока (т. е. со значением анодного тока в лампе V_2 при отсутствии иони-

Таблица 6

Схема Гретца

$t \cdot 10^3$	$A(t)$	Шаровая камера		Плоская
		200 В	600 В	250 В
0	0	96	50	30
1	20	83	24	16
2	72	75	26	28
3	130	72	55	67
4	180	80	95	118
5	200	103	140	158
6	180	120	160	168
7	130	126	160	148
8	72	126	132	105
9	20	116	92	58
10	0	96	50	30

Полуволновая схема

$t \cdot 10^8$	$A (t)$	Шаровая камера				Плоская 250 V
		200 V	200 V обратное поле	300 V	600 V	
0	0	0	16	0	0	0
1	20	1	10	2	4	6
2	72	9	12	11	20	30
3	130	23	22	32	51	65
4	180	46	40	61	95	110
5	200	73	60	92	140	148
6	180	96	80	120	160	168
7	130	110	90	135	160	140
8	72	112	96	132	132	105
9	20	109	89	120	92	58
10	0	93	80	100	50	30
11	0	81	70	75	20	10
12	0	66	59	53	6	2
13	0	50	56	33	4	0
14	0	40	46	19	1	0
15	0	32	42	10	0	0
16	0	24	36	6	0	0
17	0	16	31	2	0	0
18	0	7	28	0	0	0
19	0	5	24	0	0	0
20	0	0	16	0	0	0

зации в камере). Вследствие этого точность в построении осциллограммы не может быть достаточно высокой. Далее, все расчетные кривые построены на основании предположения, что мгновенная мощность излучения изменяется по закону квадрата синуса, что, вообще говоря, может быть и не вполне точным. Правда, не представляет никакой принципиальной трудности установить истинный закон изменения мгновенного значения мощности излучения, для этого необходимо лишь получить осциллограммы тока и напряжения в рентгеновской трубке и знать закон возрастания мощности физической дозы при изменении напряжения генерирования.

Однако наблюдаемое сходство вполне достаточно для проверки правильности предложенного метода расчета. Можно думать, что основные процессы в ионизационной камере подвергнуты принципиально правильному рассмотрению и предложенный метод расчета несомненно является первым приближением к действительности. Дальнейшей задачей может быть лишь некоторое уточнение расчета: например, учет влияния объемных зарядов, а также улучшение условий эксперимента — получение более значительных отклонений от тока в ионизационной камере за счет снижения темнового тока, получение масштаба времени на осциллограммах, одновременное снятие осциллограмм тока

в ионизационной камере, напряжения генерирования и тока в рентгеновской трубке и наконец детальное исследование самой схемы и условий образования и движения ионов в камере.

В заключение необходимо подвергнуть анализу также важнейший вопрос о том, как от измеренных значений силы тока в ионизационной камере перейти к мгновенным значениям мощности ионизатора, так как, конечно, именно этот последний вопрос и должен составить предмет исследований метролога.

Для этого необходимо вновь вернуться к соотношению (32), в котором $I(t_0)$ и $f(t, t_0, \tau)$ рассматривать уже как известные функции и считать функцию $A(t)$ подлежащей нахождению. Действительно, функция $A(t)$ может быть найдена по осциллограммам, функция $f(t, t_0, \tau)$ может быть найдена вычислением соответственно экспериментальным условиям снятия осциллограммы. По своему виду уравнение (32), рассматриваемое как уравнение для определения функции $A(t)$, может быть отнесено к интегральным уравнениям.

Для частного случая линейной функции $f(t, t_0, \tau)$ уравнение (32) может быть представлено также в следующем виде, после дифференцирования по переменной t_0 :

$$I(t_0) = \int_{t_0 - \tau}^{t_0} \frac{t + \tau - t_0}{\tau} A(t) dt; \quad \frac{dI}{dt_0} = \int_{t_0 - \tau}^{t_0} -\frac{A(t) dt}{\tau} + A(t_0).$$

Дифференцируя еще раз, находим:

$$\frac{d^2 I}{dt_0^2} = \frac{dA(t_0)}{dt_0} + \frac{A(t_0 - \tau)}{\tau} - \frac{A(t_0)}{\tau},$$

т. е. функциональное уравнение для определения $A(t)$.

Приведенные соображения показывают значительную трудность, а следовательно, и недостаточную надежность нахождения функции $A(t)$ путем расчета. Однако не представляет особого труда экспериментальное получение кривой $I(t)$, достаточно близко подходящей к кривой $A(t)$; для этого необходимо лишь создать в ионизационной камере условия для достаточно кратковременного пребывания в ней ионов путем уменьшения расстояния между обкладками и увеличения разности потенциалов между ними.

К. К. Aglinzev

ANALYSE DU RÉGIME DES IONS DANS LES CHAMBRES D'IONISATION

(Résumé)

Le présent ouvrage traite la question du rapport entre les valeurs momentanées de l'intensité du courant dans la chambre d'ionisation et la puissance de rayonnement. On donne la description d'une

Installation élaborée pour obtenir, à l'aide d'un schème renforçant et d'un oscillographe, des valeurs momentanées de l'intensité du courant dans la chambre d'ionisation ainsi que des oscillogrammes faits dans de différentes conditions d'alimentation du tube X et avec de différents champs électriques dans les chambres d'ionisation. On propose une méthode pour déterminer la dépendance entre l'intensité du courant dans la chambre et le temps, dans les conditions d'une puissance variable de l'ionisateur, cette méthode étant basée sur la considération de la vitesse du mouvement des ions. L'ouvrage contient des calculs pour de différents cas et des paramètres indiquant la plus simple loi du changement du courant dans la chambre. On a démontré que le résultat du calcul est en conformité suffisante avec les données de l'expérience. La forme de la courbe du courant d'ionisation varie, et, à mesure de l'élévation de la différence des potentiels sur le revêtement de la chambre, elle approche celle de la courbe de la valeur momentanée de la puissance de rayonnement. Enfin, l'auteur a étudié la question de passer de la courbe du courant d'ionisation obtenue sur l'oscillogramme à la courbe de la puissance de rayonnement.

И. В. Поройков и З. П. Лисеева

К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ СЧЕТЧИКА ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА В РЕНТГЕНОМЕТРИИ

Измерение весьма малых мощностей физических доз рентгеновских лучей в воздухе представляет одну из важнейших проблем рентгенометрии. С помощью ионизационных камер сферической формы и объемом 200—250 см³ удавались измерения мощности дозы слабого рассеянного излучения вплоть до 10⁻⁶ г/сек.¹ Однако этот предел достигался ценой усложнений электрометрического устройства, с одной стороны, и увеличения измерительного ионизационного объема — с другой.

Между тем ряд исследований по спектральному составу смешанного излучения настоятельно требует методики измерений в узких направленных пучках лучей и, значит, в малых ионизационных объемах. Естественно поэтому, что с появлением столь чувствительного к рентгеновским лучам устройства, как счетные трубки Гейгера-Мюллера,² были произведены исследования, имевшие целью выяснить условия стабильности работы счетчиков,³ связь между числом измеряемых импульсов и величиной мощности физической дозы в воздухе для излучений различного качества,⁴ а также возможные технические оформления всего измерительного устройства.⁵

¹ Behnken. *Forsch. a. d. Geb. d. Röntg.*, 41, 245, 1930; И. В. Поройков. Достижения в области рентгенотехники, 1932.

² Geiger u. Müller. *Phys. Zeitschr.*, 16, 489, 1929.

³ Werner. *Z. f. Phys.*, 90, 5/6, 1934.

⁴ Heuppertberg. *Z. f. Phys.*, 1933.

⁵ Wilhelm. *Z. f. th. Phys.*, 1, 2, 1935.

Основной и наиболее важный с метрологической точки зрения вывод, который вытекает из работ Гуппертсберга и Вильгельма, заключается в том, что для счетной трубки принципиально невозможно подобрать материал и толщину стенок так, чтобы действие ее не зависело от качества рентгеновского излучения.

Таким образом, прежде чем использовать какой-либо счетчик для энергетических измерений, необходимо исследовать предназначенный для работы экземпляр в смысле хода показаний его в зависимости от качества излучения.

Настоящее сообщение посвящено именно этой предварительной части серии работ со счетной трубкой Гейгер-Мюллера, которые поставлены в Рентгенометрической лаборатории ВНИИМ.

Следует также заметить, что, в отличие от вышеупомянутых работ, настоящее исследование было проведено не на однородных лучах, а на смешанных фильтрованных излучениях рентгеновской трубки, характеризуемых слоем половинного ослабления. Это имеет значение в связи с тем, что в литературе есть указания на применение счетных трубок для испытаний степени защиты в помещениях для рентгеновских процедур, где всегда наблюдается рассеянное неоднородное рентгеновское излучение.

Экспериментальная установка лаборатории в основном состояла из следующих частей: счетной трубки типа Гейгер-Мюллера, защитного кожуха с фокусирующим приспособлением, вакуумного насоса, питающего выпрямительного устройства, усилительной схемы и счетного механизма электромагнитных импульсов типа Голлерит.

Счетная трубка, подвергнутая исследованию, представляла собой алюминиевый полый цилиндр длиной 6 см с наружным диаметром 2 см и толщиной стенок 0,5 мм. Выбор материала и толщины стенок обусловлен дальнейшим назначением счетной трубки (наиболее легкий, удобный и изученный из применяемых для трубок металлов с возможно меньшей толщиной стенок).

С торцевых сторон внутренняя полость трубки была ограничена эбонитовыми пробками, сквозь которые по оси трубки была натянута стальная нить диаметром 0,2 мм и сделаны выводы к насосу и контакт к корпусу.

В качестве газа, наполнявшего счетную трубку, применялся воздух с давлением порядка 100 мм ртутного столба. Защитный свинцовый кожух с толщиной стенок в 1 см, внутри которого помещалась счетная трубка, предназначенный для ослабления влияний посторонних факторов (космическое излучение, рассеянные рентгеновские лучи, лучи радиоактивных препаратов и т. д.), был выполнен подобно такому же устройству, описанному Вильгельмом. В свинцовом кожухе по хорде, смещенной на 1,5 мм от центра, имелись входное и выходное отверстия с диаметрами соответственно 3 мм и 10 мм. Фокусирующее приспособление было выполнено в виде тубуса длиной 15 см с двумя свинцовыми диафрагмами на концах с отверстиями в 1 мм. Тубус имел поступательное и вращательное перемещения с помощью микрометрических винтов.

Питание счетчика осуществлялось от выпрямительного устройства, принципиальная схема которого показана на рис. 1.

В качестве стабилизатора напряжения было применено устройство, описанное Медикусом,¹ с регулировкой и измерением давления.

Рабочее напряжение счетной трубки было порядка 3000 В и регулировалось давлением воздуха в стабилизаторе. Нормальный

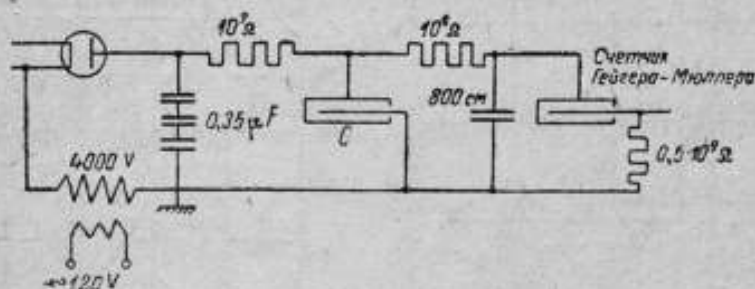


Рис. 1. Схема выпрямительного устройства для питания счетчика Гейгера-Мюллера.

режим работы счетной трубки подбирался путем изменения давления воздуха в ней и контролировался изменением напряжения.

Счет разрядов, происходящих в счетной трубке, производился с помощью электромагнитного механизма, включенного в анодную

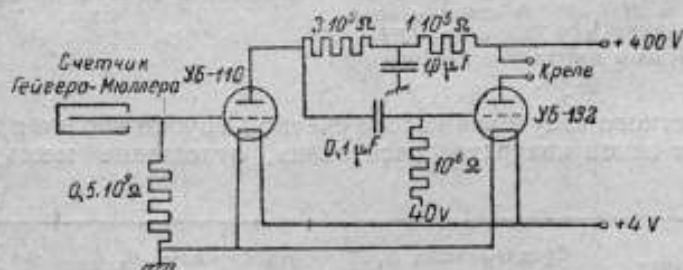


Рис. 2. Усиленная схема для регистрации разрядов в счетной трубке.

цепь второго каскада усиленной схемы, представленной на рис. 2.

Среднее число спонтанных разрядов в трубке без кожуха — 32 в минуту, в кожухе оно снижалось до 18.

Устойчивость работы всей установки была вначале проверена на γ -излучении препарата радия, в виде двух ампул, которыми снабжается рентгенметр Кюстнера. Была установлена зависимость числа действительных разрядов от расстояния между ампулой и счетной трубкой по нормали к входному окну трубки.

¹ Medicus. Z. f. t. Phys., 8, 304, 1933.

Результаты измерений приведены на рис. 3 и 4 и в табл. 1. Верхняя кривая рис. 3 отвечает результату одновременного действия обеих ампул.

Из полученных данных следует, что для случая однород-

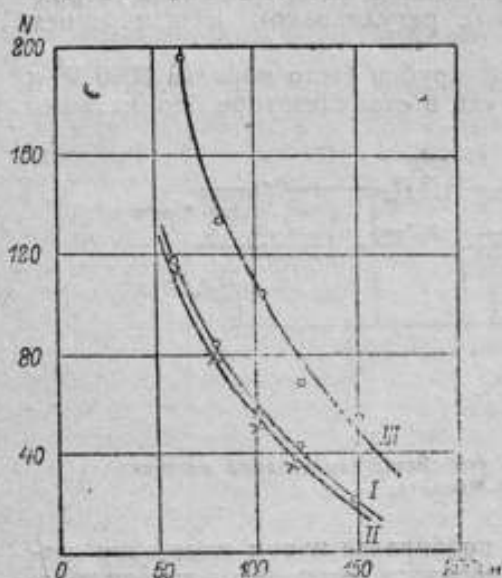


Рис. 3. Зависимость минутного числа разрядов в счетной трубке от расстояния до препаратов радия в свинцовых чехлах. Кривые I и II — при действии одного препарата (№ 387 и № 388); кривая III — при совместном действии обоих препаратов.

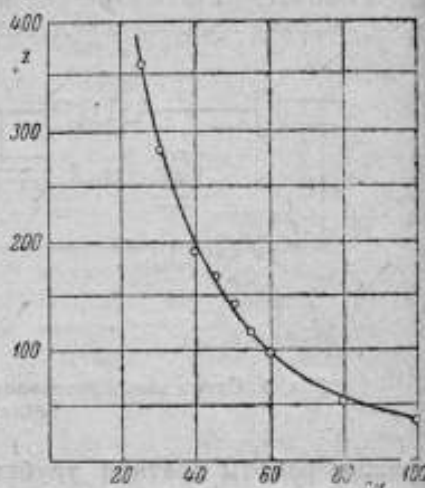


Рис. 4. Зависимость полуминутного числа разрядов в счетной трубке от расстояния до ампулы № 387 без чехла.

ного жесткого излучения работа счетной трубки вполне правильно отражает закон квадратов расстояния, отношение между интен-

Таблица 1

Расстояние до счетчика см	Среднее число N_1 разрядов за 1 мин. при действии ампулы № 387	Среднее число N_2 разрядов за 1 мин. при действии ампулы № 388	N_1/N_2
150	24	24	1,00
120	46	36	1,28
100	56	54	1,04
80	86	78	1,10
60	120	118	1,02
Среднее			1,09 ± 0,08

сивностями ионизаторов и способность счетного устройства регистрировать до 700 разрядов в минуту. Некоторое отклонение от закона квадратов расстояний и от точного соотношения между

интенсивностями препаратов (1,09 вместо 1,12) находит себе удовлетворительное объяснение в условиях измерений (положение ампул и ошибки в расстоянии).

Эти выводы в то же время явились подтверждением правильности и налаженности всей установки, что позволило перейти к измерениям на рентгеновских лучах.

Выбор режима генерирования излучения и фильтрации определились тремя условиями: 1) охватить ту область излучений, которая отвечает типичным условиям практики (от $\Delta_{\text{Cu}} = 0,07$ мм до $\Delta_{\text{Cu}} = 0,85$ мм); 2) включить жесткие излучения, относительно которых предыдущие исследования не дают достаточно данных; 3) иметь излучения хотя и смешанные, но для воздуха практически однородные, чтобы ввести поправки на поглощение.

Методика исследования заключалась в следующем. На пути прохождения пучка рентгеновских лучей с помощью оптической трубы устанавливались рентгенметр Кюстнера, отверстие диафрагмы тубуса и центры входного и выходного окон кожуха счетной трубки.

Общая схема расположения измерительной аппаратуры показана на рис. 5.



Рис. 5. Общая схема расположения измерительной аппаратуры при работе с рентгеновскими лучами.

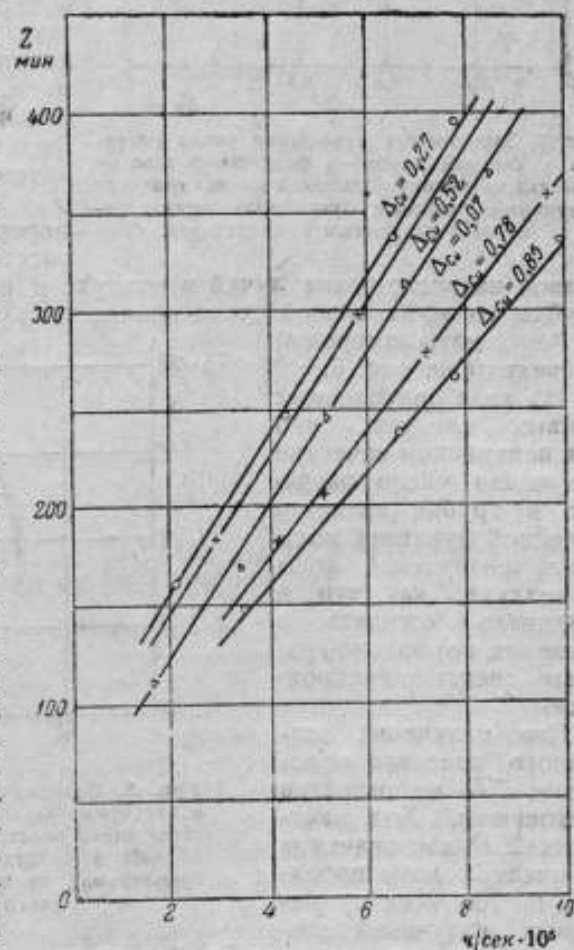


Рис. 6. Зависимость минутного числа разрядов в счетной трубке от величины мощности дозы рентгеновского излучения различного качества.

Фокусные расстояния обоих измерительных приборов были обусловлены удобствами измерений.

Для каждого из установленных режимов работы (напряжение,

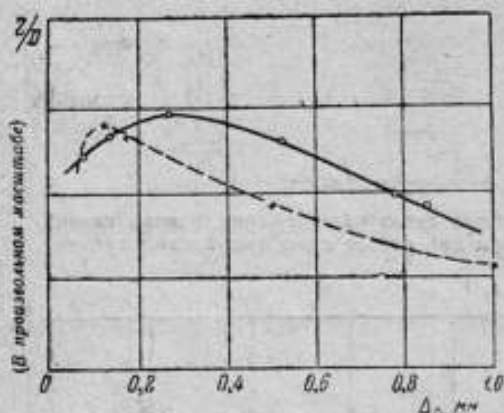


Рис. 7. Зависимость отношения числа разрядов в счетной трубке к физической дозе от качества излучения. Сплошная кривая отвечает полученным данным; пунктирная кривая построена по данным Гуппертберга.

фильтр) путем изменения силы анодного тока изменялась интенсивность излучения, причем регулировка напряжения (необходимая при изменении анодного тока) производилась до тех пор, пока показания прибора Кюстнера (P_K) не давали соотношения сил анодных токов. Кроме того, для контроля в некоторых случаях определялся слой половинного ослабления в меди.

Определение мощности физической дозы в месте нахождения счетной трубки (P_T) производилось путем перерасчета по квадрату расстояний и введения поправок на поглощение лучей в воздухе и в алюминиевой стенке трубки по эффективной длине волны.

Результаты измерений приведены на рис. 6.

Из хода приведенных кривых следует, что при неизменном качестве излучения число разрядов в трубке является линейной функцией мощности физической дозы в воздухе, как это и следовало ожидать в пределах нормальной работы счетного устройства.

Для излучений различного качества отношение Z/D не остается постоянным. Ход изменения Z/D для значения физической дозы порядка 5 мг для всех примененных излучений различного качества дан в табл. 2 и показан на рис. 7. На том же рис. 7 показана кривая, заимствованная из цитированной работы Гуппертберга, для алюминиевой счетной трубки.

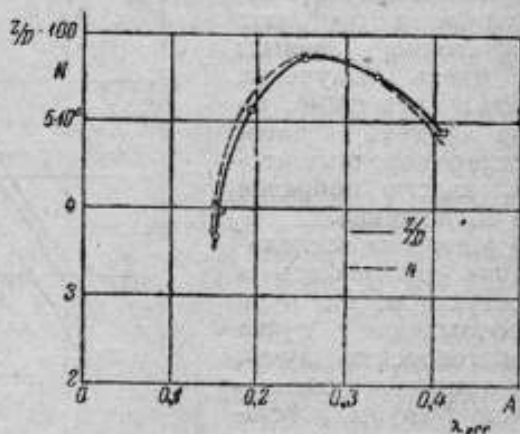


Рис. 8. Зависимость числа разрядов Z в экспериментальной счетной трубке и общего числа электронов N , приходящихся на дозу в воздухе в 1 г (по вычислениям Вильгельма), от длины волны рентгеновского излучения.

Как видно, обе полученные кривые имеют сходный вид, и, следовательно, вполне допустимо при пользовании счетной трубкой со стенками из данного материала находить ее постоянную (D/Z) по эффективной длине волны смешанного излучения.

В то же время на рис. 8 показана кривая изменения общего числа электронов, приходящихся на физическую дозу рентгеновских лучей в воздухе в 1 г для однородных излучений различных длин волн, вычисленная Вильгельмом из значений массовых коэффициентов. Из рис. 8 видно, что ход изменения Z/D с достаточной точностью совпадают с расчетными данными для N/D .

Таблица 2

Постоянное напряжение генерирования, кВ	Фильтр м.м	Слой пологового ослабителя в м.м меди	$\lambda_{\text{эф}}$ Å	Мощность дозы по рентгенметру Кюстнера P_K р/мин.	$\left(\frac{f_K}{f_r}\right)^2$	Множитель на погло- щение в воздухе k_1	Множитель на поглощ. в стенке счетчика k_2	$P_r = P_K \left(\frac{f_K}{f_r}\right)^2 k_1 k_2$ р/мин.	Z_r в 1 мин.	$\frac{Z_r}{D_r}$
60	0,1 Cu + 1 Al	0,07	0,410	0,642	0,01088	0,83	0,87	0,00504	248	49 200
70	0,2 Cu + 1 Al	0,13	0,330	0,634	0,01088	0,86	0,90	0,00532	294	55 200
80	0,5 Cu + 1 Al	0,27	0,250	0,534	0,01088	0,88	0,93	0,00510	280	56 000
100	1,0 Cu + 1 Al	0,52	0,195	0,608	0,01088	0,90	0,97 _а	0,00576	298	51 700
120	1,5 Cu + 1 Al	0,78	0,160	—	—	0,91	0,97 _б	0,0 510	205	39 400
120	2,0 Cu + 1 Al	0,85	0,150	—	—	0,92	0,97 _а	0,00500	182	36 400

I. V. Porotkov et Z. P. Lisejeva

SUR L'EMPLOI DU COMPTEUR GEIGER-MÜLLER DANS LA ROENTGENOMÉTRIE

(Résumé)

L'article contient une description de l'installation, ainsi qu'une exposition des résultats préliminaires de l'étude du compteur Geiger-Müller de construction ordinaire, comme d'un appareil destiné aux mesures énergétiques des rayons X.

Les auteurs ont déterminés le changement de la relation du nombre des décharges dans le compteur pour une dose d'un roentgen (Z/P) en dépendance de la qualité du rayonnement mixte caractérisé par l'épaisseur du filtre et par la couche de la moitié de l'affaiblissement dans le cuivre.

La marche obtenue du changement de la relation Z/P s'est trouvée être identique avec les données des investigations dans les rayons monochromatiques, citées dans la littérature.

О НАХОЖДЕНИИ ФОРМЫ КРИВОЙ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ В РЕНТГЕНОВСКИХ УСТАНОВКАХ ПО ИОНИЗАЦИОННЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ

(Предварительное сообщение)

Вопрос о форме кривой анодного тока и напряжения генерирования имеет основное значение для рентгенофизики и рентгенотехники. Действительно, форма кривой тока и напряжения является основным фактором,¹ определяющим распределение энергии в непрерывном спектре рентгеновских лучей, — этим определяется значение вопроса в рентгенофизике. Для рентгенотехники знание формы кривой необходимо при анализе режима работы рентгеновского аппарата и рентгеновской трубки, т. е. для анализа важнейших технических вопросов, связанных с генерированием рентгеновского излучения.

Однако проблема осциллографирования высокого напряжения в рентгеновских установках не может считаться окончательно разрешенной к настоящему времени.² Применение как шлейфовых, так и катодных осциллографов в высоковольтных цепях связано с рядом практических затруднений и осложняется также тем, что все же самый процесс осциллографирования вносит некоторые неконтролируемые изменения в высоковольтный контур. К тому же процесс непосредственного осциллографирования не позволяет одновременно составить суждение о качестве рентгеновского излучения, что требует специального исследования.

От этих недостатков обычных методов осциллографирования свободен предлагаемый метод. Правда, в настоящей своей стадии он уступает общепринятым методам в чувствительности, однако улучшение методики эксперимента вполне возможно.

Метод основан на анализе осциллограмм ионизационного тока, получаемого в результате освещения ионизационной камеры рентгеновскими лучами, генерируемыми рентгеновской трубкой при питании от изучаемой рентгеновской установки. Как показано автором,³ форма кривой ионизационного тока определяется как законом изменения во времени мощности излучения, так и условиями перемещения ионов в ионизационной камере. По мере увеличения напряженности электрического поля в ионизационной камере, а следовательно, и по мере уменьшения продолжительности пребывания в камере каждого образующегося в ней иона, форма кривой ионизационного тока все более приближается к форме кривой переменной мощности ионизатора. Получение кривой ионизационного тока, как угодно мало отличающейся от кривой

¹ К. К. Аглинцев. К вопросу о распределении энергии по непрерывному спектру рентгеновских лучей. Журн. прикл. физики, т. VI, стр. 38.

² И. В. Порожков. Проблемы советской рентгенофизики. Доклад на Всесоюзной рентгенотехнической конференции, Октябрь 1936.

³ К. К. Аглинцев. Анализ анодного режима в ионизационных камерах (настоящий сборник); А. И. Тхоржевский. Доклад на годичной сессии ГФРФИ, 1936.

изменения во времени мощности ионизатора, не представляет существенной трудности. Таким образом ионизационные измерения позволяют получить закон изменения во времени мощности ионизации. Переход от этой кривой к кривой приложенного к трубке высокого напряжения возможно выполнить вполне однозначным

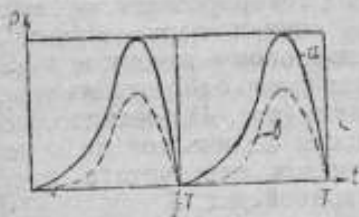


Рис. 1. Мгновенное значение мощности физической дозы для нефiltroванного (а) и фильтрованного (б) излучений.

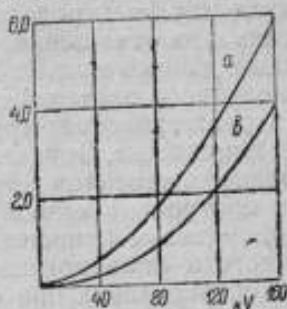


Рис. 2. Зависимость мощности физической дозы от напряжения генерирования для нефiltroванного (а) и фильтрованного (б) излучений.

путем следующим образом: снять вторую осциллограмму ионизационного тока при тех же условиях генерирования, но с каким-либо добавочным фильтром.

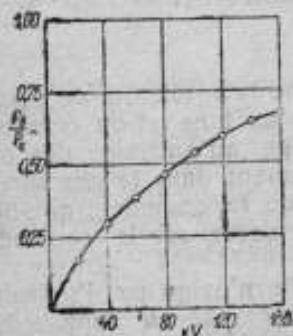


Рис. 3. Зависимость поглощения в фильтре от напряжения генерирования.

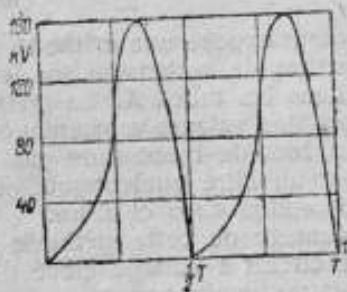


Рис. 4. Кривая мгновенного значения напряжения генерирования, построенная по описанному методу.

Пусть на рис. 1 кривые *a* и *b* представляют осциллограммы ионизационного тока, снятые одна — первоначально и вторая — с добавочным фильтром. Далее, пусть на рис. 2 представлена зависимость мощности физической дозы в воздухе от приложенного к трубке напряжения для излучений, соответствующих условиям фильтрации осциллограмм *a* и *b* рис. 1 и пусть на рис. 3 представлено, в зависимости от напряжения генерирования, выраженное

в процентах поглощение в добавочном фильтре, т. е. отношение ординат кривых b и a рис. 2. Для построения кривой напряжения необходимо для каждого момента времени взять отношение ординат осциллограмм b и a рис. 1. Так как каждая ордината соответствует определенному мгновенному значению мощности физической дозы в воздухе для фильтрованного и нефилтрованного излучений, то, очевидно, это отношение для заданной постоянной фильтрации в каждый данный момент времени будет зависеть исключительно от мгновенного значения напряжения генерирования, так как сила тока в рентгеновской трубке при снятии осциллограмм a и b рис. 1 изменяется, конечно, по одинаковому закону и для соответствующих моментов времени будет иметь одно и то же значение.

Для построения кривой напряжения (рис. 4), очевидно, необходимо полученные отношения мощности физической дозы нефилтрованного и фильтрованного излучения пересчитать на напряжение генерирования при помощи кривой рис. 3.

Форма кривой тока может быть получена пересчетом по известной кривой напряжения и мощности ионизации, так как при данном качестве излучения мощность физической дозы пропорциональна силе тока в рентгеновской трубке.

K. K. Aglinzev

DÉTERMINATION DE LA FORME DE LA COURBE DU COURANT ET DE LA TENSION SUR LES BORNES DU TUBE X D'APRÈS LES MESURES D'IONISATION

(Résumé)

L'auteur expose une méthode, qui donne la possibilité de construire des courbes de la tension sur les bornes du tube et du courant anodique dans les tubes X. La méthode exige qu'on fasse des oscillogrammes des valeurs momentanées du courant dans la chambre d'ionisation, lors de l'ionisation par l'action du rayonnement non-filtré et filtré par un filtre quelconque, et elle est basée sur la considération de l'absorption dans ce filtre.

L'avantage de cette méthode est qu'elle n'exige pas l'introduction dans le circuit à voltage élevé d'un oscillographe ou d'appareils supplémentaires quelconques.

И. В. Поройков и З. П. Лисеева

НОВЫЙ СПОСОБ ПРИМЕНЕНИЯ СТРУННОГО ЭЛЕКТРОМЕТРА В КОМПЕНСАЦИОННОЙ СХЕМЕ

Ионизационные токи насыщения, протекающие при действии рентгеновских лучей на воздушный слой между электродами измерительного устройства, в большинстве случаев лежат в границах от $6 \cdot 10^{-10}$ до $3 \cdot 10^{-15}$ А на 1 см^3 освещаемого объема воздуха

Струнный электрометр типа Эдельман-Лютиц благодаря высокой чувствительности и сравнительно простому обращению с ним, естественно, нашел применение в электрометрических схемах измерений ионизационных токов ряда практических рентгенметров.

Обычно применяются три метода измерений: метод зарядки или разрядки некоторой емкости (например, рентгенметр Кюстнера), метод измерения падения напряжения на высокоомном сопротивлении (метод Бронсона — рентгенметр Сименса) и компенсационный метод, предложенный Таунсендом и развитый Егером.¹

Достоинства компенсационной схемы уже описаны в литературе, причем особое удобство представляет использование схемы Егера с применением переменного уранового ионизатора.²

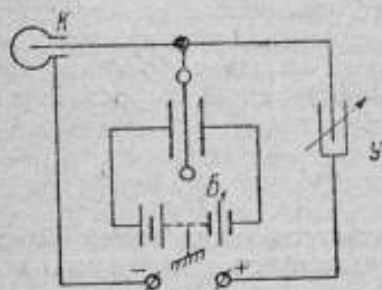


Рис. 1. Схема включения электрометра при компенсации на нить (по Егеру).

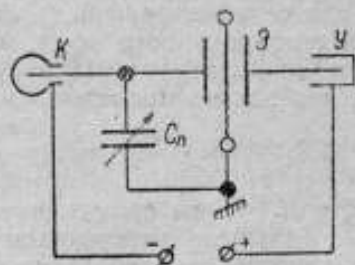


Рис. 2. Схема включения электрометра при компенсации на воли (ВНИИМ).

Однако и в этой схеме имеются недостатки, препятствующие внедрению ее в практику. К числу этих недостатков следует прежде всего отнести наличие потенциальных батарей B_1 (рис. 1) для ножей электрометра, которые сильно осложняют уход за измерительным прибором и лишают его надежности в употреблении. Другим недостатком является узость диапазона измерений мощности дозы, ограниченного размерами переменного уранового ионизатора Y .

Действительно, условие компенсации для схемы Егера имеет вид $i_p = i_y$, и, следовательно, при данном объеме камеры рентгенметра возможно измерение мощности физической дозы в воздухе лишь в пределах от $i_{y \min}$ до $i_{y \max}$, допускаемых урановым ионизатором. Нельзя не упомянуть также, что в этой схеме точность измерений малых мощностей доз будет ниже, чем больших.

Для устранения указанных недостатков в Рентгенометрической лаборатории ВНИИМ была разработана особая схема включения струнного электрометра при компенсационном методе измерений ионизационных токов, представленная на рис. 2.

¹ Jaeger, Str.-ther., 33, 542, 1929.

² Behnken u. Graf. Wiss. Abh. PTR, 18, 30, 1934.

Здесь K — ионизационная камера, \mathcal{E} — струнный электрометр, Y — постоянный урановый ионизатор; C_n — конденсатор переменной емкости с высокой изоляцией, B — выпрямительное устройство, поддерживающее разность потенциалов на соответствующих электродах камеры и ионизатора.

Как видно из рис. 2, в этом случае отсутствуют потенциальные батареи для ножей, причем компенсация ведется не на сохранение постоянства нулевого потенциала нити электрометра, а на сохранение разности абсолютных значений потенциалов ножей. Принцип действия системы основан на том, что в нормально отрегулированном электрометре при подаче на ножи потенциалов, одинаковых по величине, но разных по знаку, заземленная или отземленная нить электрометра сохраняет свое нулевое положение. Однако, если разность абсолютных значений потенциалов ножей будет отлична от нуля, то равновесие электростатических сил будет нарушено, и нить переместится с нулевого положения в сторону того ножа, который обладает большим потенциалом. Если при этом $\Delta(U) = (U_1) - (U_2) = \text{const}$, то условие равновесия для нового положения нити будет

$$F_1 = F_2 + F, \quad (1)$$

где F_1 и F_2 — силы притяжения соответствующих ножей (ближайшего с большим потенциалом и удаленного с меньшим), а F — сила упругого сопротивления нити.

Таким образом, если в схеме рис. 2 будет действовать лишь урановый ионизатор Y , то, поскольку

$$\Delta U \neq \text{const}; \left(U_1 = \frac{i_y}{C_y} \cdot t \text{ и } U_2 = 0 \right),$$

нить электрометра начнет непрерывно перемещаться от нулевого положения в одну из сторон.

Аналогично при действии только рентгеновских лучей на ионизационную камеру K

$$\left(U_1 = 0; U_2 = \frac{i_p}{C_k} \cdot t \right)$$

нить будет смещаться в другую сторону. При одновременном действии обоих ионизаторов: зеленой окиси урана (U_2O_8) и рентгеновских лучей в зависимости от знака неравенства

$$U_1(t) \geq U_2(t)$$

нить будет смещаться в ту или другую сторону.

Условие компенсации, очевидно, будет

$$U_1(t) = U_2(t) \text{ или } \frac{i_y}{C_y} = \frac{i_p}{C_k}$$

откуда

$$i_p = i_y \frac{C_k}{C_y}. \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что, каково бы ни было значение i_p при постоянном значении i_y , всегда возможно подбором соответствующего отношения $\frac{C_k}{C_y}$ добиться компенсации, а значит и сохранения нитью своего нулевого положения. Это значит, что диапазон измерений мощностей физических доз в примененном режиме работы электрометра не ограничен предельными токами уранового ионизатора, как в схеме Егера.

Для подбора необходимого значения отношения $\frac{C_k}{C_y}$ в схеме рис. 2 предусмотрен конденсатор переменной емкости, подключаемый в зависимости от величины измеряемой мощности дозы к тому или другому ножу электрометра.

Сравнительную оценку работы обеих схем компенсации на нить (PTR-Егер) и на ножи (ВНИИМ) удобно провести: по чувствительности электрометра в том и другом включении, по скорости нарастания избыточного потенциала, по точности измерений и по удобствам обращения со схемами в условиях использования для рентгенометрических целей.

Чувствительность электрометра в предлагаемой схеме, очевидно, будет ниже, чем в схеме компенсации на нить. Допустим, например, что значение потенциалов ножей в обоих случаях одинаково, тогда в схеме Егера выражение (1) для начального момента времени примет вид:

$$F_0' = F_{1,0} - F_{2,0} = k[(U + \Delta U)^2 - (U - \Delta U)^2],$$

где ΔU — изменение потенциала нити против земли. Отсюда $F_0' = 4kU\Delta U$.

Для случая изменения потенциала одного из ножей на ΔU для рассматриваемой схемы получим

$$F_0'' = k[(U + \Delta U)^2 - U^2] = 2kU\Delta U + k\Delta U^2.$$

Так как $\Delta U \ll U$, то получаем для начальных действующих сил

$$\frac{F_0''}{F_0'} = \frac{1}{2},$$

т. е. чувствительность во втором случае должна быть примерно в два раза меньше (число делений шкалы не является линейной функцией измеряемого потенциала).

Однако при компенсации на ножи потенциал их U не есть величина постоянная, это — линейная функция времени, так же как и избыточный потенциал ΔU . Поэтому в выражении для F_0'' как первый, так и второй член возрастают с течением времени, и, значит, чувствительность электрометра, меньшая в начале измерений по рассматриваемой схеме, будет возрастать с течением времени и в некоторых случаях ($U_1 > 2U$) может превысить чувствительность электрометра в схеме Егера.

Иллюстрацией к сказанному служит рис. 3, на котором приведена зависимость отклонения нити от величины избыточного потенциала для обоих случаев включения электрометра.

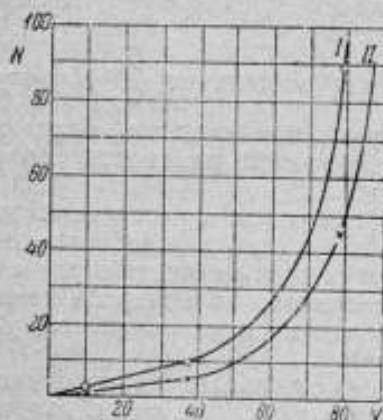


Рис. 3. Изменение отклонения нити в зависимости от потенциалов на ножах электрометра. Кривая I — при подаче потенциала в 2 V на нить; кривая II — нить заземлена и разность абсолютных значений потенциалов на ножах 2 V.

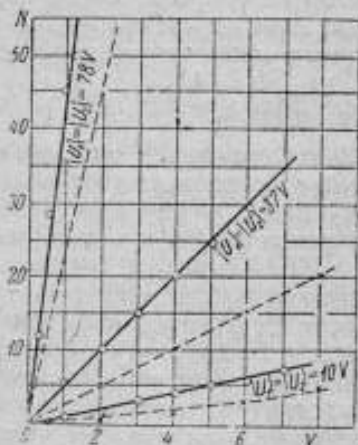


Рис. 4. Зависимость отклонения нити электрометра от величины избыточного потенциала. Сплошные кривые относятся к изменению потенциалов на нити; пунктирные — к изменению разности абсолютных значений потенциалов на ножах при заземленной нити.

На рис. 4 показана кривая изменения отклонения нити при различных потенциалах ножей для рассматриваемой схемы (кривая D), отвечающих одному и тому же избыточному потенциалу $\Delta U = 2$ V.

При одинаковом значении избыточного потенциала ΔU время достижения его в схеме компенсации на ножи будет короче, чем в схеме Егера. Действительно, скорость нарастания избыточного потенциала нити в этой последней схеме определится из условия:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{i_v - i_p}{C_y + C_k} = \frac{i_{p_0} - i_p}{C_y + C_k},$$

где $i_{p_0} = i_v$ отвечает условию компенсации.

Обозначая отношение $\frac{C_y}{C_k}$ через n , получим:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{C_k} \left(\frac{\Delta i}{n+1} \right). \quad (3)$$

Для рассматриваемой схемы, имея в виду выражение (1), то же выражение напишем:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{dU_1}{dt} - \frac{dU_2}{dt} = \frac{i_y}{C_y} - \frac{i_p}{C_k},$$

откуда

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{C_k} \left(\frac{i_y}{n} - i_p \right),$$

но согласно условию компенсации в этом случае

$$\frac{i_y}{n} = i_{p_0}$$

и значит

$$\frac{dU}{dt} = \frac{1}{C_k} \Delta i. \quad (4)$$

Из сравнения выражений (3) и (4) вытекает, что скорость нарастания избыточного потенциала во втором случае будет больше, чем в схеме Егера, так как $n > 0$. Точность измерений на новой схеме может быть достигнута более высокая, чем при компенсации на нить с помощью переменного уранового ионизатора.

Действительно, при измерениях малых мощностей доз конденсатор C_n схемы рис. 2, присоединенный параллельно ножу, соединенному с электродом уранового ионизатора, полностью введен, и потому относительная ошибка в установлении C_y , от которой зависит точность измерения, будет не велика.

Что касается удобств использования схемы для практических рентгенметров, то наряду с положительными моментами — отсутствие каких-либо батарей, простота и надежность конструкции постоянного, а не переменного уранового ионизатора — имеются и недостатки, с которыми необходимо считаться при выполнении прибора. Сюда относится прежде всего повышение с течением времени абсолютного значения потенциала измерительных электродов камеры и контрольного ионизатора. В результате этого повышения напряженность электрического поля в измерительных ионизационных объемах убывает, в то время как в паразитных объемах, наоборот, возрастает.

Для ослабления влияния этих недостатков служат: достаточное повышение потенциала задающего поля в измерительных объемах и защита всех воздушных полостей, окружающих измерительные электроды, от воздействия рентгеновских лучей.

Описанная схема была использована для универсального рентгенметра, переданного в производство на завод „Эталон“ (рис. 5).

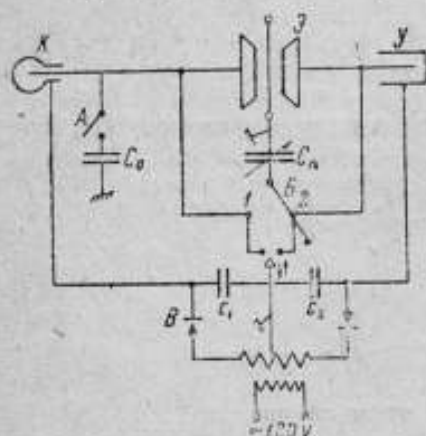


Рис. 5. Схема универсального рентгенметра.

Время наблюдения (при чувствительности электрометра 5 делений на 1 кВ) для мощности дозы порядка 10 г/мин. — около 10 секунд.

Основные данные и параметры прибора следующие: плоская цилиндрическая ионизационная камера (типа Егера) емкостью 2 см³, пригодная для лучей любой жесткости от мягких пограничных (10 кВ) до самых жестких (220 кВ); конденсатор постоянной емкости 140 см; конденсатор переменной емкости 20—580 см.

Пределы измерений: включение I (ключ А разомкнут, В — на положении 2) — от 0,5 до 7,0 г/мин; включение II (ключ А замкнут, В — на положении 2) — от 4 до 60 г/мин; включение III (ключ А разомкнут, В — на положении 1) — от 30 до 450 г/мин.

I. V. Poroikov et Z. P. Lisejeva

NOUVELLE MÉTHODE D'APPLIQUER L'ÉLECTROMÈTRE À CORDES DANS LE SCHÈME COMPENSATEUR

(Résumé)

Le nouveau schème compensateur est basé sur le principe, que ce ne sont pas les charges elles-mêmes qui y doivent être compensées, mais les potentiels des électrodes, sur lesquels ces charges s'amassent.

Dans le schème proposé les couteaux de l'électromètre à haute isolation sont reliés conformément l'un à l'électrode d'un ionisateur stable en uranium ($i_p \neq \text{const}$), l'autre à l'électrode de la chambre d'ionisation, dans laquelle l'ionisation de l'air dépend de l'énergie absorbée des rayons X ($i_g = \text{const}$). Les mesures commencent au moment où les potentiels des couteaux $U_1 = U_2 = 0$. Après un intervalle de temps t les potentiels des couteaux seront définis par les relations:

$$U_1 = \frac{i_g t}{C_1} \quad \text{и} \quad U_2 = \frac{i_p t}{C_2}$$

dans lesquelles C_1 et C_2 sont les capacités des systèmes correspondants.

La condition de la compensation sera:

$$U_1 = U_2; \quad i_p = i_y \left(\frac{C_1}{C_2} \right).$$

Par conséquent, la valeur de i_y étant constante, mais les i_p étant différents, on pourra toujours, en modifiant les relations des capacités (C_1/C_2) satisfaire à la condition de la compensation.

И. В. Порошков и К. К. Аглинцев

К ВОПРОСУ ОБ УСТАНОВЛЕНИИ ВРЕМЕНИ ЭКСПОЗИЦИИ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИМ ПУТЕМ

Предметом настоящей работы является анализ вопроса об использовании измерений мощности физической дозы для установления необходимого времени экспозиции при выполнении снимков с биологических объектов при кратковременных экспозициях и исследовании материалов на предмет определения однородности.

Указанные задачи требуют разработки специальной измерительной аппаратуры.

Действительно, для случая первого можно ожидать, что мощность физической дозы достигает значения порядка 30 г/сек ($U = 80$ кВ, $I = 100$ мА, $\delta = 1$ мм Al, $f = 23$ см) при времени экспонирования порядка $t = 0,04$ сек. Это отвечает физической дозе порядка 1,2 г и меньше.

Измерения в указанных условиях не могут быть проведены с помощью распространенных практических рентгенметров, у которых чувствительность не превышает трех рентгенов на один акт действия прибора (Мекаптон, Гаммер). В то же время эти приборы непригодны для измерений столь больших мощностей физических доз еще и по той причине, что в некоторых из них не обеспечиваются измерения в условиях тока насыщения.

Сюда относятся такие приборы, как Мекаптон, рентгенметры по Кюстнеру, Сименса, светосигнальный ВНИИМа и ряд других.

Таким образом для разрешения первой из указанных задач необходимо располагать рентгенметрами с высокой разностью потенциалов между электродами при сравнительно невысокой чувствительности.

Чтобы удовлетворить также требованиям, предъявляемым к измерениям по второй из указанных задач, когда имеют место малые мощности физических доз, необходимо обратное: повышение чувствительности прибора по крайней мере до возможности установления дозы порядка 0,05 г.

Необходимо, однако, заметить, что специальные условия измерений, связанные с выполнением поставленных задач, допускают использование таких измерительных устройств, которые в обычных условиях являются непригодными. Сюда относятся ионизационные камеры больших размеров, имеющие ход с жесткостью и ориентацией, и зарядные или счетные приспособления, требующие присутствия экспериментатора.

Из приведенных выше соображений естественно вытекает выбор конструкции измерительного прибора.

Если необходимо иметь широкий интервал изменения чувствительности до очень высоких значений ее, то емкость измерительной системы должна быть по возможности малой. Это означает, что соединительная часть между камерой и электрометрическим устройством должна быть жесткой (сохранение постоянства емкости) с воздухом в качестве диэлектрика ($\epsilon=1$).

Камера прибора должна быть плоская, чтобы легко можно было расположить ее по поверхности освещаемого тела или в месте нахождения фотопластины.

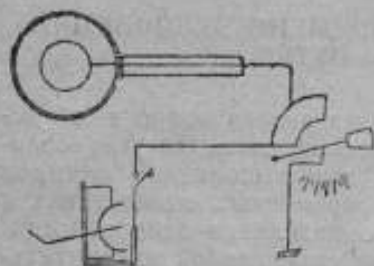


Рис. 1. Схема рентгенметра для определения времени экспозиции дозиметрическим путем.

Освещаемая поверхность камеры должна быть достаточно велика для охвата значительной части поля освещения пластинки, причем для больших мощностей физических доз она должна быть снабжена диафрагмами. В то же время необходима возможность замены плоской камеры цилиндрической (наперстковой) для случаев малых полей освещения и снимков полых тел.

Заряжающее устройство должно быть наиболее простой конструкции и позволять зарядку измерительного электрода до потенциала порядка нескольких киловольт.

Электрометр должен обладать малой емкостью, должен быть рассчитан на значительные напряжения и иметь указатель, наблюдаемый без вспомогательных оптических устройств.

Всем перечисленным условиям может удовлетворить прибор следующего вида: камера съемная в форме диска диаметром $D=9$ см и высотой $h=2$ см с входным окном и дисковым электродом из алюминиевой фольги толщиной $d=0,02$ мм и диафрагма к ней из свинца толщиной в 1 мм с диаметрами 1; 2 и 6 см. Вторая камера алюминиевая в форме наперстка со стенками толщиной в 0,4 мм, диаметром 2 см и высотой 5 см. Соединительная часть — в виде цилиндрической трубки диаметром 2 см с янтарной изоляцией. Измерительное устройство — в виде одноквадратного электрометра на жесткой оси, заключенное в металлический кожух с пределами измерений от 1 до 3 кВ. Заряжающее устройство заключено в том же кожухе и состоит из электростатической машинки с пружинным контактом.

Схема измерительного устройства прибора приведена на рис. 1.

Исследование рентгенметра дало следующие результаты.

Постоянная прибора для плоской камеры приведена в табл. 1. Она представляет собой то число, которое следует разделить на время пробега указателем всей шкалы прибора (12 делений) для получения мощности физической дозы в рентгенах в минуту.

Как видно из табл. 1, при изменении диафрагмы постоянная прибора, в пределах погрешности измерений, изменяется в отношении площадей входных окон.

Наибольшая чувствительность прибора — 0,22 г на шкалу прибора (12 делений).

Ход изменения скорости движения указателя по шкале учитывался специальными наблюдениями.

Верхнее значение мощности физической дозы при излучении ($U = 50 \text{ kV}$, $\Delta = 0,02 \text{ мм}$) — 140 г/мин, что вполне достаточно для просвечивания биологических объектов.

Ход с жесткостью, как уже указывалось выше, не играет существенной роли при выполнении специальных измерений и всегда может быть учтен по градуировочным данным.

Применимость прибора для определения времени экспозиции снимков при просвечивании материалов была проверена для нескольких типовых случаев.

Принципиальными требованиями к снимку какой-либо детали являются: 1) заметное почернение, лежащее в пределах плотности почернения от 0,5 до 3; 2) достаточная контрастность снимка, определяющая возможность различить незначительные включения более легкого (например воздух) или более тяжелого материала.

Хорошо известно, что возможность технического выполнения обеих

Таблица 1

Режим	Слой половинного ослабления в мк меди	Постоянная	Режим	Слой половинного ослабления в мк меди	Постоянная
Камера без диафрагмы	0,02	24,2	Камера с диафрагмой $D = 6 \text{ см}$	0,02	49,0
48 kV 1 мм Al	0,05	22,5	48 kV 1 мм Al	0,05	42,4
80 kV 1 мм Al	0,15	16,9	80 kV 1 мм Al	0,15	31,0
120 kV 2 мм Al	0,2	15,8	120 kV 2 мм Al	0,2	31,0
100 kV 0,1 мм Cu + 1 мм Al	0,45	14,0	100 kV 0,1 мм Cu + 1 мм Al	0,45	30,0
120 kV 0,3 мм Cu + 1 мм Al	0,7	13,5	120 kV 0,3 мм Cu + 1 мм Al	0,7	29,8
140 kV 0,5 мм Cu + 1 мм Al	0,87	13,5	140 kV 0,5 мм Cu + 1 мм Al	0,87	29,5
140 kV 1,0 мм Cu + 1 мм Al			140 kV 1,0 мм Cu + 1 мм Al		



требований до известной степени определяется прямо противоположными факторами: для получения хорошей контрастности лучше пользоваться более мягкими лучами, однако при применении мягких лучей чрезвычайно возрастает время экспозиции. Чтобы избежать этого крупного неудобства, приходится повышать жесткость излучения, что неблагоприятно сказывается на разрешающей возможности снимка и определяет пределы применимости рентгенографических методов.

Отсюда ясно, что возможность получения хорошего снимка связана с необходимостью более или менее длительной экспозиции. Так как путем расчета практически невозможно определить необходимую экспозицию, так как табличные данные могут быть приведены лишь для плоско-параллельных объектов из определенных материалов, то время экспозиции и качество применяемого излучения и для деталей не слишком правильной формы подбираются для каждого отдельного снимка на опыте, что связано обычно со значительной потерей времени и расходом материалов.

Возможность определения времени экспозиции на основании измерений физической дозы в месте нахождения пластины вытекает из того, что для фильтрованного излучения при работе с двумя усиливающими экранами сохраняется приблизительно постоянное соотношение между почернением фотографической пластинки и физической дозой в воздухе в месте нахождения пластины. Почернению $S=1,0$ соответствует доза 0,1 рентгена.¹

Для установления времени экспозиции при выполнении снимков могут представиться следующие случаи:

1. Все части снимаемой детали более или менее одинаково ослабляют пучок, так что все тона получаются более или менее однородными; в этом случае на все части пластинки попадает излучение одного качества, и поэтому время экспозиции может быть указано на основании приведенного соотношения: при физической дозе 0,1 рентгена получается плотность почернения $S=1,0$.

2. При фотографировании резко неоднородной детали ионизационная камера измеряет среднее значение дозы за этой деталью. В этом случае, разумеется, данному значению 0,1 рентгена уже не будет соответствовать равномерное почернение $S=1,0$. Но очевидно, что это последнее число может рассматриваться как результат усреднения почернения по пластинке, отдельным же участкам пластины будет соответствовать почернение в пределах от нуля до нескольких единиц: так, например, если половина детали очень мало ослабляет лучи, а другая половина очень сильно, то тогда средней плотности почернения $S=1,0$ будет соответствовать плотность почернения $S_1=0$ и $S_2=2,0$ для обеих половин фотографической пластинки. При ином соотношении между сечениями сильно и слабо поглощающей части детали, вообще говоря, контрастность снимка будет больше, но, конечно, для встречающихся на практике случаев можно ожидать, что

¹ Аглинцев К. К. К вопросу о соотношении между ионизационным и фотографическим действием. Труды ВИМС'а 1935 г. 8/24.

дозе 0,1 г будет соответствовать плотность почернения в пределах, вполне допустимых для хорошего снимка.

Так, например, снимок, представленный на рис. 2, сделан с детали, отвечающей случаю сочетания слабо и сильно погло-

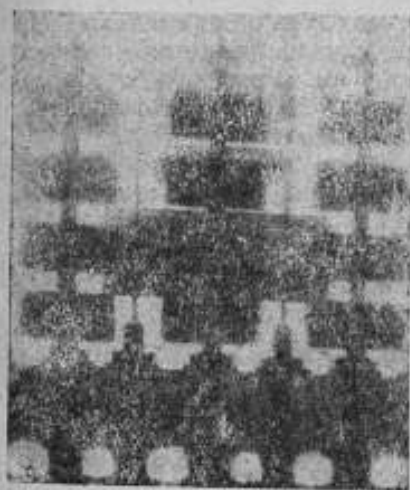


Рис. 2. Рентгенограмма резко неоднородной детали при экспозиции 0,066 г.

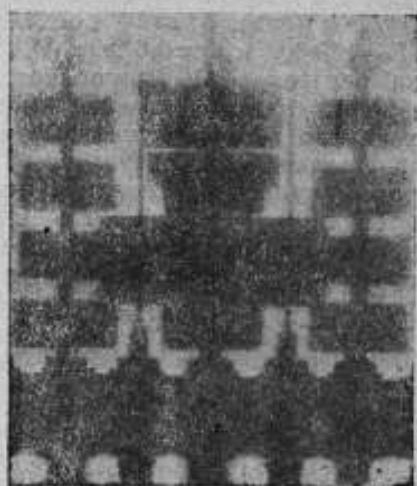


Рис. 3. Рентгенограмма резко неоднородной детали при экспозиции 0,15 г.

щающих веществ при экспозиции 0,066 г и качестве излучения $U=120$ кВ (постоянное напряжение), $\delta=0,5$ мм Al. Наибольшая полученная плотность почернения $S_{\max}=1,0$ и наименьшая $S_{\min}=0,2$.



Рис. 4. Рентгенограмма приблизительно однородной детали при экспозиции 0,092 г.



Рис. 5. Рентгенограмма приблизительно однородной детали при экспозиции 0,12 г.

Снимок на рис. 3 представляет ту же деталь, но снятую при экспозиции 0,15 г, причем наибольшее почернение на ней $S_{\max}=3,0$ и наименьшее $S_{\min}=0,6$. В местах смешанного почернения плотность почернения $S_{\text{ср}}=2,0$.

Снимки на рис. 4 и 5 отвечают случаю более или менее однородной среды (латунь толщиной 4,3 мм с изменением толщины на 0,5 мм) при экспозиции 0,09 и 0,12 г, причем плотность почернения одного из снимков лежит в границах $S=0,4 \div 0,7$ и другого в границах $S=0,9 \div 1,1$.

Излучение в этих последних случаях было применено при $U=140$ kV и $\delta=0,6$ мм Al. Во всех случаях снимки делались на рентгеновской фотопленке фабрики им. Урицкого с применением двух усиливающих экранов. Брака снимков не оказалось: характер детали экспериментатору не был известен.

Приведенные результаты исследования показывают полную применимость рентгенометрических измерений для установления времени экспозиции, что в значительной мере оберегает от неудачных снимков и, следовательно, позволяет значительно сократить время и средства, необходимые для рентгенографических операций.

I. V. Porol'kov et K. K. Aglinzev

SUR LA DÉTERMINATION DE LA DURÉE DE L'EXPOSITION PAR LA MÉTHODE DOSIMÉTRIQUE

(Résumé)

On donne la description d'un roentgénomètre destiné à établir la durée nécessaire de l'exposition lors de la prise des photos à l'aide des rayons X. On a démontré que la méthode dosimétrique d'établir la durée de l'exposition donne des bons résultats lors de la prise des détails donnant une absorption à peu près uniforme, ainsi que dans le cas des détails fort dissemblables. L'article est accompagné de quelques roentgénogrammes obtenus dans de différentes conditions des prises de photos.

И. В. Порошков и З. П. Лисеева

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАМПЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ МОЩНОСТЕЙ ДОЗ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Среди различных типов приборов, применяемых для энергетической оценки рентгеновского излучения, особое значение имеют приборы, предназначенные для дозиметрических исследований действительности защитных мероприятий, а также самозащитных рентгеновских трубок.

К этим приборам предъявляется ряд специфических требований, как в смысле независимости показаний от направления и

качества рентгеновского излучения, так и в смысле чувствительности всего измерительного устройства.

Если первое из указанных требований может быть сравнительно легко удовлетворено путем соответствующего подбора формы и материала для стенок ионизационной камеры прибора, то выполнение второго требования влечет за собой необходимость специальных мер для повышения чувствительности такого рода устройства.

Как показали исследования над самозащитными трубками различных типов, проведенные в Рентгенометрической лаборатории ВНИИМ,¹ мощность физической дозы рентгеновского излучения в воздухе в этих случаях лежит в области от 10 $\mu\text{г}/\text{сек}$ до 2000 $\mu\text{г}/\text{сек}$ (при закрытом окне трубки), что соответствует току насыщения на 1 см^3 ионизационного объема от $i_1 = 3 \cdot 10^{-15}$ $\text{А}/\text{см}^3$ до $i_2 = 6 \cdot 10^{-13}$ $\text{А}/\text{см}^3$.

Так как исследование трубок не допускает применения камер с объемом больше 200—250 см^3 , поскольку увеличение размеров затрудняет определение координат точек, к которым относятся измерения, то, следовательно, измеряемые токи в лучшем случае лежат в области от $6 \cdot 10^{-12}$ до $1,2 \cdot 10^{-10}$ А .

В приборе для исследования самозащитных трубок, применяемом в Рентгенометрической лаборатории ВНИИМ и описанном ранее,² измерение силы ионизационного тока производится по электрометрической компенсационной схеме Таунсенда, с использованием струнного электрометра. Несмотря на ряд ценных качеств этой схемы, использование ее в условиях заводских исследований затруднительно вследствие наличия в ней электрометра, требующего навыков в употреблении, а также вследствие продолжительности измерительных процедур.

Настоящая работа имеет целью ознакомить со схемой действия прибора, в которой вместо электрометра используется электронная четырехэлектродная лампа с высокоизолированной управляющей анодной сеткой.

Как видно из принципиальной схемы действия (рис. 1), анодная сетка лампы L соединена с измерительным электродом ионизационной камеры I и электродом уранового ионизатора K , представляющего собой воздушный конденсатор, одна из пластин которого покрыта зеленой окисью урана (U_3O_8); * — частицы, испускаемые окисью урана, производят ионизацию воздуха в пространстве между электродами. При подаче от выпрямительного устройства потенциала, например положительного, на одну из пластин, другая, соединенная с сеткой лампы, окажется коллектором для ионов соответствующего знака (положительных).

Изменяя с помощью диафрагмы величину активной поверхности окиси урана, можно менять ионизационный ток ионизатора, а следовательно, и количество электричества, приходящее на сетку, за один и тот же интервал времени.

¹ И. В. Поройков. Достижения в области рентгенотехники, 4, 42, 1932.

На корпус ионизационной камеры I от того же выпрямительного устройства подается потенциал, обратный по знаку потенциалу на ионизаторе. Работа схемы осуществляется следующим образом: перед измерением анодная сетка лампы с приключенными к ней электродом камеры и электродом ионизатора заземляется (замыкается ключ E), и при определенном режиме работы лампы ($U_a, U_k, U_{gk} = \text{const}$), обеспечивающем достаточную крутизну характеристики, отмечают положение стрелки гальванометра G , включенного в анодную цепь лампы. Затем при освещении рентгеновскими лучами камеры I ключ E размыкают. Так как система — сетка, электрод камеры и электрод ионизатора — обладает высокой изоляцией, то в результате натекания из объема ионизационной камеры в каждую единицу времени q_2 количества электри-

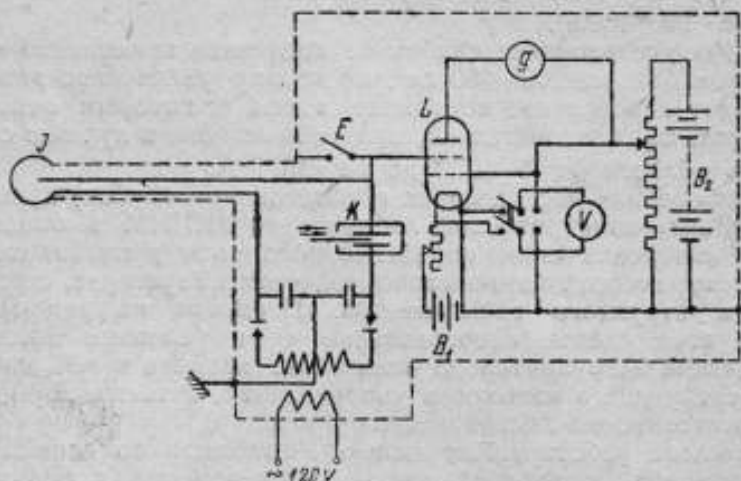


Рис. 1. Принципиальная схема лампового микрорентгенметра.

чества система будет принимать отрицательный потенциал. В результате этого стрелка гальванометра G начнет перемещаться к нулю. При открытии же диафрагмы уранового ионизатора на систему за тот же интервал времени будет натекать еще q_1 положительного количества электричества из ионизационного объема ионизатора.

Изменяя положение диафрагмы ионизатора, можно добиться условия, при котором

$$\Sigma q = q_1 - q_2 - q_3 = 0, \quad (1)$$

где q_3 — количество электричества, натекающее на сетку за счет потока электронов в лампе. Величина q_3 по сравнению с q_1 и q_2 при потенциале на сетке, равном нулю, мала, а потому практически условием компенсации можно считать равенство

$$q_1 = q_2. \quad (2)$$

Как следует из условия (1), количество электричества, притекающее на сетку за один и тот же интервал времени, будет равно

нулю, а следовательно, потенциал сетки лампы будет оставаться неизменным, и стрелка гальванометра G будет стоять на делении, соответствующем $U_{га} = 0$.

Таким образом ионизационному току в камере, являющемуся линейной функцией поглощенной в воздухе энергии рентгеновского излучения за единицу времени, при условии компенсации зарядов, притекающих на сетку, будет отвечать определенное значение ионизационного тока в урановом ионизаторе, которое для различного положения диафрагмы ионизатора определяется предварительной градуировкой. Если предварительно произвести градуировку ионизатора в микрорентгенах в секунду, то отсчет мощности дозы рентгеновского излучения возможно производить непосредственно по шкале прибора.

Как следует из принципа работы схемы — принципа компенсации зарядов, управляющая сетка лампы, электрод камеры и электрод ионизатора при измерениях поддерживаются при потенциале, близком к нулю. Это является одним из наиболее ценных качеств схемы Таунсенда, так как трудно учитываемые утечки через изоляцию почти исключаются, и кроме того соединительный шланг (от камеры к прибору), внутри которого проходит электрод камеры, достигающий длины от 0,5 до 1,0 м, может быть выполнен без особой защиты от рентгеновского излучения, поскольку ионизация воздуха в шланге не имеет существенного значения, если шланг находится при потенциале земли.

Действие описанной схемы прибора было проверено на экспериментальной установке, где использовались следующие приборы:

1) четырехэлектродная лампа типа ЭТ-1, сделанная по специальному заказу в мастерских электровакуумной лаборатории Электротехнического института им. Ленина. Обеспечение высокой изоляции анодной сетки ($10^{14} - 10^{15} \Omega$) достигается местом и формой вывода ее. Вывод сетки в лампе сделан сверху стеклянного баллона, в виде трубки длиной 18—20 см, что увеличивает расстояние по стеклу до цоколя;

2) урановые ионизаторы Рентгенометрической лаборатории за № 1 и № 2, дающие токи в пределах от 0 до $9,2 \cdot 10^{-12}$ А (№ 1) и от 0 до $24,5 \cdot 10^{-12}$ А (№ 2) при неизменной емкости порядка 2—3 см;

3) гальванометр с чувствительностью $0,1 \cdot 10^{-8}$ А на деление шкалы.

Питание схемы осуществлялось от свинцовых аккумуляторов.

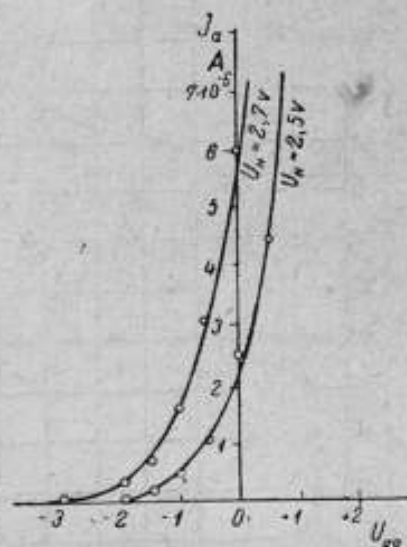


Рис. 2. Характеристика лампы ЭТ-1.

Предварительно с лампы были сняты характеристики $I_a = f(U_{ga})$, две из которых для $U_a = 6 \text{ V}$ и $U_{gk} = U_a$ представлены на рис. 2. На основании этих данных выбран наиболее выгодный режим работы лампы для условий эксперимента, а именно: $U_a = 6 \text{ V}$, $U_n = 2,7 \text{ V}$, $U_{gk} = U_a$. При этом крутизна характеристики в области нулевого потенциала на анодной сетке (рабочая область) оказалась равной $S = 8,2 \text{ } \mu\text{A/V}$.

Предварительно компенсация была проделана для двух урановых ионизаторов № 1 и № 2. Для этого к анодной сетке лампы вместо ионизационной камеры приключался урановый ионизатор

№ 2 и для различных положений указателя первого ионизатора подбирались такие положения указателя второго, при котором имела место компенсация, т. е. стрелка гальванометра оставалась на делении, соответствующем $U_{ga} = 0$.

Результаты компенсации, приведенные в табл. 1, показывают, что ошибка в измерениях с помощью данной схемы в условиях экспериментальной установки не превышает 5% и в среднем составляет $\pm 2,5\%$.

При исследовании работы схемы с рентгеновскими лучами вся установка была защищена как от электростатического влияния высоковольтной проводки, так и от побочного действия рентгеновских лучей

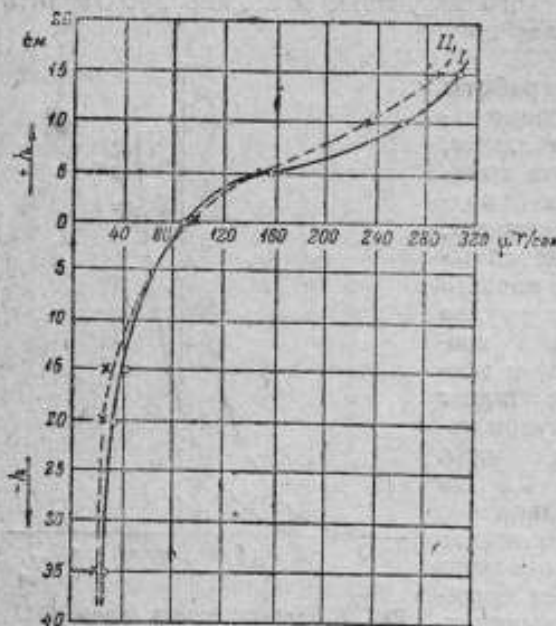


Рис. 3. Распределение мощности дозы в воздухе у трубки, снятое прибором ВНИИМ (кривая I) и по схеме рис. 1 (кривая II).

через ионизацию воздуха в объеме вне ионизационной камеры.

Исследованию подвергалась диагностическая трубка завода „Светлана“ за № 78, подвергавшаяся ранее испытанию с помощью прибора ВНИИМ'а с электрометром.

Распределение мощности дозы в воздухе в вертикальной плоскости, проходящей через центр окна трубки в расстоянии $a = 15 \text{ см}$ при напряжении генерирования $U = 65 \text{ kV}$ и силе тока через трубку $I = 4 \text{ mA}$, измеренное на приборе ВНИИМ (кривая I) и на экспериментальной установке (кривая II), приведено на рис. 3.

Как видно из кривых, самое большое расхождение, имеющееся на высоте $h = +10 \text{ см}$, составляет 11%, т. е. лежит в пределах

Таблица 1

Ток уранового ионизатора № 1 · 10 ¹² в А	Ток от уранового ионизатора № 2 · 10 ¹² в А	Ошибка %
1,38	1,30	- 0,58
3,60	3,50	- 2,78
5,90	6,20	+ 5,00
8,20	8,50	+ 3,66
9,30	9,30	0,00

точности измерений мощностей доз в экспериментальных условиях исследований самозащитных трубок.

Результаты измерений показывают, что в приборах, предназначенных для измерения малых мощностей физической дозы рентгеновского излучения, вполне возможно применение специальных электронных ламп; получаемая точность измерений вполне достаточна для практических задач рентгенометрии.

Помимо этого простота измерительных процедур и непосредственное наблюдение за стрелкой измерительного прибора, а не за нитью через микроскоп, являются преимуществом электронной лампы по сравнению с электрометром.

К числу недостатков схемы с применением электронной лампы следует отнести сильную зависимость показаний прибора от колебаний тока канала.

I. V. Poroikov et Z. P. Lisejeva

APPLICATION DU TUBE ÉLECTRONIQUE À LA MESURE DES BASSES PUISSANCES DES DOSES DU RAYONNEMENT X

(Résumé)

Le présent article fait connaître un schéma dans lequel on se sert, au lieu d'un électromètre, d'un tube électronique spécial à quatre électrodes avec un réseau anodique dirigeant à haute isolation.

Dans le schéma de l'appareil le réseau à haute isolation est relié à l'électrode de la chambre d'ionisation et à l'électrode d'un compensateur variable en uranium qui admet la modification du courant dans un diapason défini.

Les enveloppes de la chambre d'ionisation et du compensateur en uranium se trouvent sous des potentiels de signes différents. De cette manière le potentiel du réseau du tube électronique sera défini à condition de l'ionisation de l'air dans le volume de la chambre et du compensateur en uranium par la relation $q_+ \cong q_-$, c'est à dire que le

réseau prendra conformément tantôt le potentiel positif, tantôt le potentiel négatif, ce qui est associé à une variation du courant anodique enregistré par l'appareil.

Lors de la mesure on choisit la position du diaphragme du compensateur, dans laquelle $i_y = i_p$, c'est à dire $q_+ = q_-$, et le courant dans le circuit anodique reste égal au courant correspondant au potentiel zéro sur le réseau anodique.

К. К. Аглинцев

ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЕДНОЗАКИСНЫХ ФОТОЭЛЕМЕНТОВ

За последние годы в научной литературе был опубликован ряд исследований количественных закономерностей, имеющих место при воздействии рентгеновских лучей на меднозакисные фотоэлементы с запирающим слоем.

Для фотоэлементов с фронтовым фотоэффектом наиболее детальное исследование вопроса принадлежит Шарфу и Вейнбауму.¹ Для практической дозиметрии наибольшее значение имеет то обстоятельство, что соотношение между силой фототока и мощностью физической дозы в воздухе сильно зависит от качества излучения в применяемом на практике спектральном диапазоне. При изменении эффективной длины волны λ_{eff} от 0,10 до 0,50 Å, согласно данным Шарфа и Вейнбаума, численное отношение силы фототока к мощности физической дозы в воздухе (в рентгенах в секунду) меняется приблизительно в три раза, что, конечно, не позволяет использовать фотоэлементы для измерений в рентгенах или в рентгенах в секунду в этом спектральном диапазоне.

В данной работе были подвергнуты исследованию меднозакисные фотоэлементы с тыловым фотоэффектом.

Для измерения силы фототока применялся зеркальный гальванометр, чувствительностью 10^{-9} А на 1 мм/м.

Освещение фотоэлементов производилось излучением, возбуждаемым при постоянном напряжении 50, 75, 100 и 130 kV нефильтрованным и фильтрованным 0,5 мм, 1 мм, 3 мм Al и 0,05 мм, 0,1 мм и 0,3 мм Cu для каждого значения напряжения. Подсчет эффективной длины волны выполнялся по найденному значению слоя половинного ослабления Δ в алюминии и в меди. Зная Δ , можно было найти коэффициент ослабления

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{\ln 2}{\Delta},$$

а далее по μ_{eff} определить и λ_{eff} .

¹ Scharf u. Weinbaum. Zs. f. Phys., 80, 465, 1933. См. также Danilenko u. Tutschkewitsch. Phys. Zs. Sov. Un. 5, 359, 1934.

Расстояние от фотоэлемента до анода рентгеновской трубки составляло обычно 38 см; в отдельных опытах расстояние изменялось в тех случаях, когда устанавливалась пропорциональность между силой фототока и мощностью рентгеновского излучения.

Измерение мощности физической дозы в воздухе производилось при помощи большого измерительного прибора Кюстнера, так же как и измерения, служившие для определения слоя половинного ослабления.

Помимо измерений на рентгеновском излучении были также сняты вольтамперные характеристики фотоэлементов. Для большинства из них коэффициент выпрямления был близок к значению 3—4, т. е. сопротивление току в одном направлении было в 3—4 раза больше, чем в другом.

Сводка экспериментальных данных, полученных при освещении рентгеновскими лучами, приводится в табл. 1.

Графа 1 табл. 1 содержит значение эффективной длины волны в ангстремах. Графы 2 и 3 содержат значения мощности физической дозы в воздухе в рентгенах в минуту и в процентах (за 100% принято значение мощности дозы для нефльтрованного излучения); графы 4, 4а, 4б, 4в — силу фототока в ноннаамперах (10^{-9} А) для различных экземпляров фотоэлементов и графы 5, 5а, 5б, 5в — тоже в процентах.

Как видно из таблицы, для различных экземпляров фотоэлементов ход с жесткостью имеет одинаковый характер. Наблю-

Таблица 1

Напряжение	50 kV					75 kV						
	1	2	3	4	5	1	2	3	4	4а	5	5а
Без фильтра	0,70	15,5	100	3,0	100	0,65	56	100	12,0	19,0	100	100
0,5 Al	0,56	7,5	52	2,5	83	0,50	30	55	11,0	17,0	90	89
1 Al	0,50	5,1	35	2,2	75	0,46	22,5	40	9,5	15,2	80	81
3 Al	0,40	1,6	11	1,0	33	0,35	9,6	17	6,2	10,4	52	53
0,05 Cu	0,55	3,8	26	1,4	47	0,50	18,4	32	9,0	13,6	73	72
0,1 Cu		1,3	12	0,9	30	0,35	10,0	17,5	6,2	10,5	52	54
0,3 Cu						0,28	2,6	4	2,0	3,3	18	18

Напряжение	100 kV										
	1	2	3	4	4а	4б	4в	5	5а	5б	5в
Без фильтра	0,58	83	100	26	41	24	44	100	100	100	100
0,5 Al	0,46	52	62	23	36,5	22,5	37	92	90	92	85
1 Al	0,43	39	47	21,5	34	20,5	32	85	84	85	75
3 Al	0,30	19	23	15	25	15	24	61	61	62	55
0,05 Cu	0,38	31,5	38	20	31,5	19	31	78	78	79	72
0,1 Cu	0,29	20	24	15	25	15	25	61	61	62	57
0,3 Cu	0,24	7,5	9	7	14,5	7,4	11	28	32	31	25

Напряжение	130 kV									
	Фильтр	1	2	3	4	4a	4б	5	5a	5б
Без фильтра	0,56	100	100	40	69	40	100	100	100	100
0,5 Al	0,44	73	66	37	65	37,5	90	93	93	93
1 Al	0,38	55	50	34	60	35	85	87	87	87
3 Al	0,29	32	29	26	46	27	65	67	67	67
0,05 Cu	0,30	49	45	33	—	34	82	—	85	85
0,1 Cu	0,28	34	31	26	46	28	65	67	71	71
0,3 Cu	0,21	16,5	15	14	27	16	35	39	39	39

дается лишь различие в абсолютных значениях фототока, что, впрочем, объясняется различными значениями площадей фотоэлементов и толщины слоя окиси меди. Поверхности различных фотоэлементов имели значения от 20 до 25 см², толщина слоя окиси меди — от 0,13 до 0,17 мм.

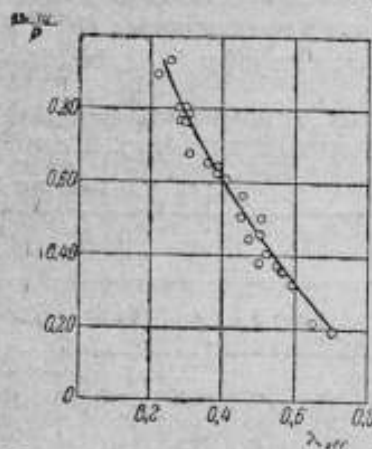


Рис. 1. Зависимость отношения силы фототока к мощности дозы от качества излучения.

В табл. 2 и на рис. 1 приведено отношение силы фототока к значению мощности дозы в воздухе для одного из исследованных фотоэлементов в зависимости от качества падающего излучения. Так как ход жесткостью имеет для всех экземпляров тождественный характер, то данная кривая будет вообще характеризовать исследованный тип фотоэлементов — для различных экземпляров будут различаться лишь абсолютные значения отношения, так что изменится лишь масштаб по оси ординат (где отложено отношение силы фототока в амперах к мощности дозы в рентгенах в минуту в воздухе, умноженное на 10³; по оси абсцисс отложены эффективные длины волн в ангстремах).

Исследованный тип фотоэлементов (с тыловым фотоэффектом) характеризуется в исследованном спектральном интервале монотонным убыванием отношения силы фототока с увеличением длины волны. Некоторое рассеяние точек около кривой естественно объясняется неточностями измерений, а также, главным образом, возможными ошибками в значениях эффективных длин волн, а также недостаточной точностью самого понятия эффективной длины волны. Полученную зависимость нетрудно объяснить на основании общих энергетических закономерностей в области рентгеновских лучей. Действительно, сила фототока

Таблица 2

λ_{eff}	Фототок $\times 10^6$ мощн. дозы	λ_{eff}	Фототок $\times 10^6$ мощн. дозы	λ_{eff}	Фототок $\times 10^6$ мощн. дозы	λ_{eff}	Фототок 10×10^6 мощн. дозы
0,70	0,19	0,50	0,45	0,38	0,62	0,29	0,80
0,65	0,21	0,50	0,50	0,38	0,63	0,28	0,76
0,58	0,31	0,46	0,44	0,35	0,62	0,28	0,80
0,56	0,34	0,46	0,44	0,35	0,64	0,24	0,93
0,55	0,36	0,44	0,50	0,30	0,67	0,21	0,88
0,52	0,40	0,44	0,55	0,30	0,78		
0,50	0,37	0,40	0,60	0,29	0,75		

должна быть пропорциональна преобразованной в запорном слое энергии рентгеновских лучей, а мощность физической дозы — преобразованной в воздухе энергии рентгеновских лучей.

Если обозначить интенсивность падающего излучения через I_0 , толщины слоя закиси меди и запорного слоя — через d' и δ , коэффициент ослабления закиси меди — через μ' и коэффициенты электронного преобразования запорного слоя и воздуха — через γ и γ_0 ($\gamma = \tau + \sigma_e$, где τ — коэффициент поглощения при фотоэффекте и σ_e — часть коэффициента рассеяния, определяющая энергию электронов отдачи).

Очевидно, получаются следующие соотношения:

$$i = CI_0 e^{-\mu' d'} (1 - e^{-\gamma \delta}) = CI_0 e^{-\mu' d'} \gamma \delta,$$

где i — сила фототока, и, так как δ — величина порядка 10^{-5} см, $1 - e^{-\gamma \delta} \cong \gamma \delta$. Далее

$$P = C_0 I_0 \gamma_0,$$

где P — мощность физической дозы в воздухе и C и C_0 — постоянные, не зависящие от качества излучения. Из этих соотношений вытекает:

$$\frac{i}{P} = \frac{C}{C_0} \frac{e^{-\mu' d'} \gamma \delta}{\gamma_0}.$$

В полученном равенстве отношение γ/γ_0 довольно медленно растет с длиной волны, множитель же $e^{-\mu' d'}$ убывает значительно быстрее, — с качественной стороны это вполне объясняет наблюдаемый ход соотношений на опыте и приведенный на рис. 1 и в табл. 2.

На основании приводимых данных представляется возможным подсчитать толщину запорного слоя. По приводимой Шарфом и Вейнбаумом формуле для поглощенной в единицу времени в запорном слое энергии W_A имеем:

$$W_A = 0,1 SP \frac{\gamma \delta}{\gamma_0},$$

где S — площадь фотоэлемента. Подставляя в приведенную формулу значения γ и γ_e для $\lambda=0,2 \text{ \AA}$, поверхность S и полагая $P=1 \text{ г/мин.}$, получаем:

$$W_A = 10^4 \delta \text{ эргов,}$$

но, как видно из табл. 2, мощности дозы $P=1 \text{ г/мин.}$ соответствует фототок при $\lambda_{\text{эф}}=0,2 \text{ \AA}$ порядка 10^{-9} \AA , т. е. 3 CGSE. Полагая работу вырывания электрона $W=10^{-12}$ эргов (подсчитано по красной границе $\lambda \cong 2$ микрона для меднозакисных фотоэлементов), находим

$$\delta = \frac{W_A}{10^4} = \frac{10^{-12} \cdot 3}{10^4 \cdot 4,8 \cdot 10^{-10}} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ см.}$$

Это число сильно отличается от значения $6 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, приводимого в работе Шарфа и Вейнбаума. Расхождение будет еще больше, если принять во внимание, что указанные авторы получают выход в $3 \cdot 10^5$ электронов при поглощении одного кванта при эффективной длине волны $\lambda=0,157 \text{ \AA}$. Это число соответствует работе вырывания $4 \cdot 10^{-13}$ эргов, т. е. красной границе $\lambda=5$ микрон, что, конечно, вызывает серьезные сомнения.

Таким образом на основании вышеизложенного можно считать установленным, что использование меднозакисных фотоэлементов исследованного типа в целях практической дозиметрии, т. е. для измерения в рентгенах или в рентгенах в минуту, не представляется возможным, по крайней мере в области длин волн от $\lambda=0,1$ до $\lambda=1,0 \text{ \AA}$.

K. K. Aglinzev

EXAMEN DOSIMÉTRIQUE DES PHOTOÉLÉMENTS EN OXYDE CUIVREUX

(Résumé)

L'auteur examine la relation entre la force du courant photoélectrique et la puissance de la dose physique dans l'air pour les photoéléments en oxyde cuivreux à effet photoélectrique du revers. On a remarqué que la relation de la force du courant à la puissance de la dose baisse à mesure que la longueur d'onde effective du rayonnement X augmente.

En se basant sur les résultats obtenus on a établi la valeur de l'épaisseur de la couche de barrage dans le photoélément, cette valeur se distinguant considérablement de celle citée par Scharf et Weinbaum.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДОЗИМЕТРА ХРРОИ

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования фотоэлектрического дозиметра, разработанного в Рентгенологическом институте им. В. Я. Чубаря в Харькове и представленного на испытание в лабораторию лучистой энергии ВНИИМ.

Действие дозиметра основано на фотоэлектрическом эффекте, вызываемом рентгеновскими лучами в фотоэлементах с полупроводящим слоем.

Прибор представляет собой цилиндрическую алюминиевую камеру диаметром 35 мм, длиной 170 мм, со специальным окном, закрытым фильтром из алюминия, для прохода лучей. Камера содержит внутри фотоэлемент, выводы от которого сделаны сквозь торцовую ее поверхность (рис. 1).

Исследование типа фотоэлектрического дозиметра позволило установить влияние ряда факторов на чувствительность прибора, а также на стабильность его показаний.

При исследованиях за нормальное положение камеры прибора принималось такое, при котором направление осевого луча было перпендикулярно к поверхности фильтра, укрепленного на кожухе камеры прибора, в его середине.

Режим освещения подбирался таким, чтобы отклонение гальванометра было достаточное для наблюдений.

Исследование влияния размеров поля освещения камеры дозиметра на величину фотоэлектрического тока было произведено при неизменном режиме освещения (постоянное напряжение $U = 120 \text{ kV}$, анодный ток $I = 4 \text{ mA}$, фильтр из алюминия $\delta_{\text{Al}} = 2 \text{ мм}$ и фокусное расстояние $f = 45 \text{ см}$).

Изменение поля освещения производилось с помощью щелевой свинцовой диафрагмы, раздвигающейся в направлении вдоль оси камеры, как указано на рис. 1. Длина щели диафрагмы допускала перекрытие пучком рентгеновских лучей камеры фотоэлектрического дозиметра по всему диаметру, а ширина могла быть изменяема в пределах от 0 до $\pm 80 \text{ мм}$ в обе стороны от середины фильтра.

Фотоэлектрический ток измерялся зеркальным гальванометром с сопротивлением $R_1 = 300 \text{ }\Omega$ и чувствительностью к току в $4,7 \cdot 10^{-10} \text{ А}$ на 1 мм шкалы, отстоящей на расстоянии в 1,6 м.

Из результатов измерений, приведенных на рис. 2, вытекает, что для данного типа прибора фототок возрастает с увеличением

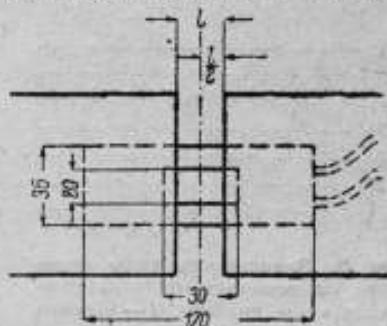


Рис. 1. Схема расположения фотоэлектрического дозиметра и диафрагмы при исследовании влияния размеров поля освещения.

с увеличением размеров поля, однако до некоторого его значения, после чего сила фототока остается неизменной.

Из этого следует, что применение подобных дозиметров в условиях полей освещения меньших, чем те, при которых наступает постоянство фототока (для испытываемого образца ширина поля, соответствующая данному условию, $l=25$ мм), возможно лишь при наличии на кожухе камеры локализатора, точно ограничивающего размеры поля освещения.

Для выяснения влияния направления освещения на величину фототока были произведены две серии измерений.

Первая серия была произведена при неизменном положении кожуха камеры и при различных углах поворота фотоэлемента внутри кожуха для различных полей освещения. Режим излу-

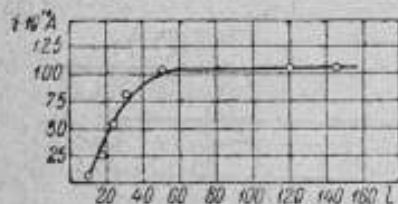


Рис. 2. Зависимость силы фототока от величины поля освещения камеры прибора (l — ширина поля).



Рис. 3. Зависимость показаний гальванометра от угла поворота фотоэлемента внутри кожуха для различных полей освещения. Кривая I — поле освещения больше размеров окна камеры; кривая II — поле 22×13 мм²; кривая III — круг диаметром $d=13$ мм; кривая IV — круг $d=8$ мм.

ния поддерживался постоянным и контролировался с помощью камеры свидетеля.

Результаты измерений приведены на рис. 3, где по оси абсцисс отложены углы падения лучей на фотоэлемент; по оси ординат отложены показания гальванометра в делениях шкалы (n).

Из рассмотрения кривых следует, что при поле освещения значительно большего размеров окна (кривая I) ориентация фотоэлемента в пучке лучей не влияет на величину фототока. Это обстоятельство объясняется следующим.

При повороте фотоэлемента будут иметь место два явления: во-первых, увеличение толщины активного слоя, которая в зависимости от угла поворота фотоэлемента (рис. 4) будет:

$$a' = a_0 \frac{1}{\cos \varphi}; \quad (1)$$

во-вторых, поворот сопровождается уменьшением потока лучистой энергии (за единицу времени), падающего на фотоэлемент

$$W = W_0 \cos \varphi. \quad (2)$$

Величина же фототока будет определяться количеством энергии, поглощенной в активном слое, которая зависит как от одной, так и от другой величины. Для достаточно тонких поглощающих слоев, как это имеет место в данном случае, величина поглощенной в активном слое за единицу времени энергии W_a определится равенством:

$$W_a = W_0 \gamma a, \quad (3)$$

где W_0 — энергия падающих на слой рентгеновских лучей, γ — коэффициент электронного преобразования в поглощающем слое, a — толщина этого слоя.

Отсюда вытекает, что в общем случае равенство (3) примет вид:

$$W_a = W_0 \cos \varphi \gamma \frac{a_0}{\cos \varphi} = W_0 \gamma a_0, \quad (4)$$

откуда следует, что количество энергии, поглощаемой в активном слое при больших полях освещения, не зависит от направления пучка лучей в пределах углов $\pm \pi/2$.

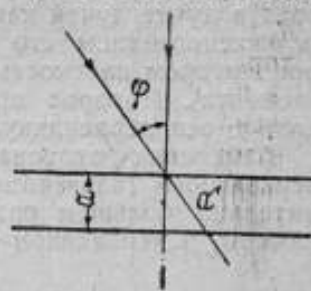


Рис. 4. Изменение толщины активного слоя a в зависимости от направления освещения.

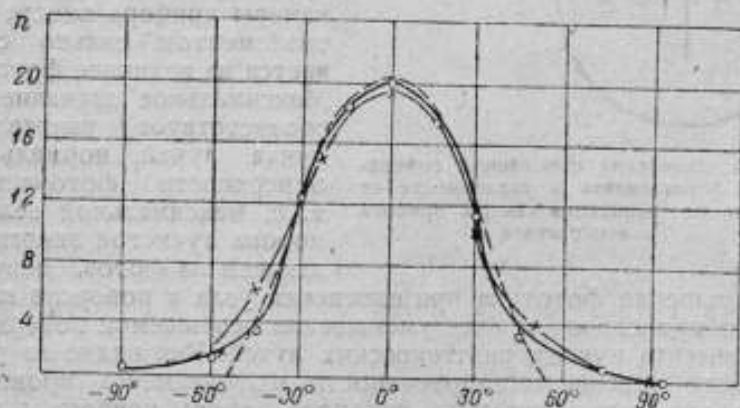


Рис. 5. Показания гальванометра в делениях шкалы n в зависимости от угла поворота φ камеры дозиметра вместе с фотоэлементом в пучке рентгеновских лучей; \circ — вокруг оси камеры прибора; \times — вокруг оси, перпендикулярной осевому лучу и оси камеры. Пунктирная кривая получена расчетом.

Что же касается изменения ориентации фотоэлемента при полях освещения меньших, чем размеры фотоэлемента, то здесь величина потока W_0 , приходящаяся на фотоэлемент, будет оставаться неизменной вплоть до перекрытия всей активной поверхности (изменяется лишь плотность распределения потока на поверхности), толщина же активного слоя будет меняться, согласно равенству (1). Таким образом с увеличением угла поворота фотоэлемента φ

относительно пучка лучей следует ожидать возрастания величины фототока, что и подтверждается экспериментальными кривыми (II, III, IV) рис. 3.

Вторая серия измерений соответствовала разным углам поворота в пучке лучей камеры дозиметра вместе с фотоэлементом (в фиксированном его положении относительно кожуха камеры, при котором плоскость фильтра параллельна поверхности фотоэлемента). Поворот производился вокруг оси камеры, а также вокруг оси перпендикулярной осевому лучу и оси камеры.

Измерения фототока производились с помощью вышеуказанного зеркального гальванометра при постоянном поле освещения значительно большим размеров фильтра, укрепленного на кожухе камеры, и неизменном режиме работы трубки.

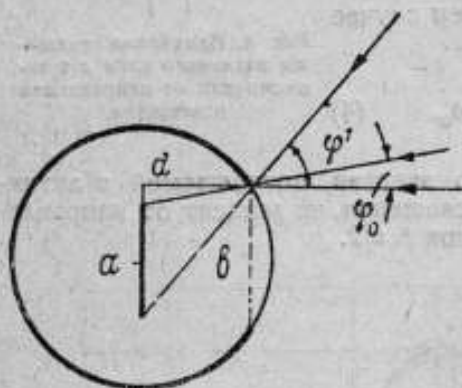


Рис. 6. Изменение освещаемой поверхности фотоэлемента в зависимости от изменения ориентации камеры прибора в пучке лучей.

Уменьшение фототока при изменении угла φ поворота камеры прибора происходит за счет уменьшения освещаемой поверхности фотоэлемента пучком рентгеновских лучей. Как видно из рис. 6, изменение освещаемой поверхности фотоэлемента происходит только при изменении угла поворота камеры прибора в интервале значений углов, лежащих между φ_0 и φ' , обусловленных конструкцией прибора, т. е. при условии

$$\varphi_0 < \varphi < \varphi' \quad (5)$$

согласно формуле:

$$S = k \left[1 - \frac{d}{a} (\operatorname{tg} \varphi - \operatorname{tg} \varphi_0) \right], \quad (6)$$

где a — ширина фотоэлемента, k — коэффициент пропорциональности, d — расстояние от поверхности фотоэлемента до края окна.

Исходя из размеров кожуха прибора, радиус которого $r = 17,5$ мм, ширина окна $b = 20$ мм, значение a подобрано так,

чтобы теоретическая кривая (пунктирная, построенная по формуле (6)) удовлетворяла опытной кривой (сплошной).

Сравнение кривых рис. 5 показывает, что указанная зависимость хорошо удовлетворяет экспериментальной кривой в области изменения $\varphi \pm 50^\circ$. Несовпадение кривых в области углов $\varphi > 50^\circ$ находит себе достаточное объяснение во влиянии вторичного излучения, возникающего в камере фотоэлектрического дозиметра. Легко видеть, что влияние вторичного излучения особенно сказывается при больших значениях φ . Исходя из совпадения теоретической кривой с опытной кривой на рис. 5, можно заключить, что для данного экземпляра дозиметра $d < b$ и $a \approx 15$ мм, а также $\varphi_0 \approx 10^\circ$ и $\varphi' \approx 50^\circ$.

Взятое для подсчетов значение $a = 15$ мм соответствует, вероятно, действительной ширине активного слоя фотоэлемента.

Исследование влияния качества рентгеновского излучения на показание фотоэлектрического дозиметра производилось при нормальном расположении камеры дозиметра относительно пучка лучей и при поле освещения значительно большем размеров фильтра, укрепленного на кожухе прибора. Ток в цепи фотоэлектрического дозиметра измерялся при помощи двух зеркальных гальванометров с одинаковой чувствительностью, но разными сопротивлениями $R_1 = 300 \Omega$ и $R_2 = 2704 \Omega$; это позволило установить влияние сопротивления гальванометра на ход показаний дозиметра с изменением качества излучения.

Результаты измерений приведены на рис. 7. По оси ординат отложены значения отношения величины фототока i , выраженного в микроамперах к соответствующей мощности физической дозы рентгеновского излучения P в рентгенах в минуту:

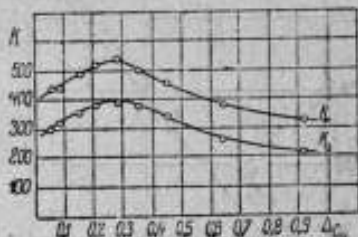


Рис. 7. Зависимость чувствительности K прибора от качества рентгеновского излучения для двух значений сопротивлений гальванометра: $K_1 - R_1 = 300 \Omega$, $K_2 - R_2 = 2704 \Omega$.

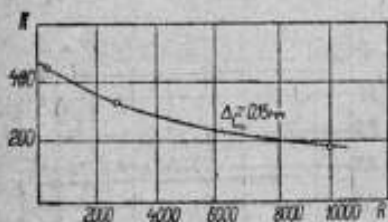


Рис. 8. Зависимость чувствительности прибора от величины сопротивления гальванометра.

ответствующей мощности физической дозы рентгеновского излучения P в рентгенах в минуту:

$$K = \frac{i}{P} \left(\frac{\mu A}{r/\text{мин}} \right). \quad (7)$$

По оси абсцисс отложены значения слоя половинного ослабления в миллиметрах меди.

Как следует из кривых рис. 7, в области наиболее часто применяемых в медицине слоев половинного ослабления (от $\Delta_{Cu} =$

$\approx 0,05$ мм до $\Delta_{Ca} = 1,0$ мм) максимальное отклонение отношения K от среднего значения составляет примерно $\pm 30\%$.

Характер же изменения отношения K в зависимости от слоя половинного ослабления типичен для камер приборов со стенками из материала неэквивалентного воздуху и не зависит от сопротивления гальванометра.

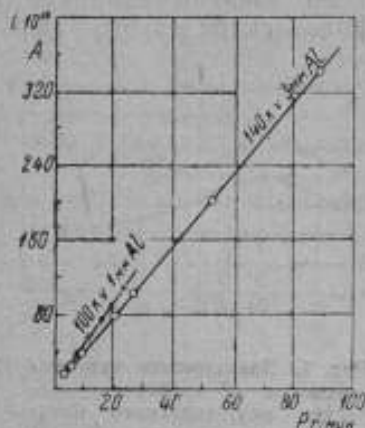


Рис. 9. Зависимость силы фототока от величины мощности физической дозы в воздухе.

Из кривой видно, что величина K убывает с возрастанием сопротивления гальванометра; это ведет к уменьшению нижнего предела измеряемой мощности физической дозы. Для прибора, подвергнутого испытанию, этот предел лежит примерно около 1–2 г/мин.

На рис. 9 приведены результаты исследования зависимости величины

фототока от величины мощности физической дозы для двух режимов излучения 100 кВ 1 мм Al и 140 кВ 3 мм Al. Измерения производились при нормально установленной камере на гальванометре с сопротивлением $R_g = 300 \Omega$.

Как следует из графиков, изменение величины фототока в цепи исследуемого дозиметра можно считать пропорциональным изменению мощности физической дозы рентгеновского излучения в воздухе в границах до 100 г/мин при неизменном его качестве.

Измерения, производимые в различных температурных режимах в области от 0 до 50° С, показали, что для обычных изменений температуры (18°–25° С) отклонения показаний дозиметра составляли $\pm 6\%$ от среднего значения.

Выяснение стабильности показаний фотоэлектрического дозиметра производилось как в условиях длительной его работы, в течение одного дня, так и путем сравнения результатов показаний дозиметра в течение нескольких дней его работы. В этом случае режим трубки поддерживался постоянным и контролировался показаниями ионизационной камеры-свидетеля с гальванометрическим отсчетом.

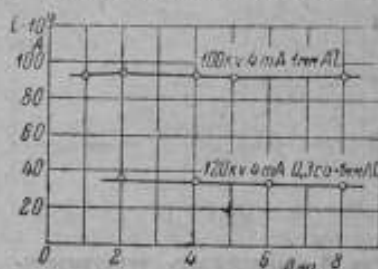


Рис. 10. Показания дозиметра изо дня в день при неизменных условиях освещения камеры.

Результаты измерений, приведенные в табл. 1, показывают, что при непрерывной работе фотоэлектрического дозиметра в течение четырех часов не было изменений в его показаниях в пределах точности измерений (3—5%).

Таблица 1

Режим	100 kV 4 mA 1 мм Al		80 kV 4 mA 1 мм Al		100 kV 4 mA 1 мм Al	
Время работы дозиметра в часах	0	4	0	4	0	4
Сила тока в цепи фотоэлемента по показаниям гальванометра в амперах	$92,5 \cdot 10^{-10}$	$92,5 \cdot 10^{-10}$	$56,0 \cdot 10^{-10}$	$56,5 \cdot 10^{-10}$	$94,0 \cdot 10^{-10}$	$92,0 \cdot 10^{-10}$

Показания дозиметра изо дня в день при неизменных условиях освещения камеры прибора и колебаниях температуры в пределах $\pm 3^\circ \text{C}$ также постоянны, как это видно из рис. 10.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность проф. И. В. Поройкову за ценные указания, сделанные им при выполнении настоящей работы.

Z. P. Lisejeva et J. A. Bozhok

EXAMEN DU DOSIMÈTRE PHOTOÉLECTRIQUE DE C. R. R. O. I.

(Résumé)

Les résultats de l'examen du dosimètre photoélectrique de C. R. R. O. I. sont cités.

On a établi l'influence produite sur la sensibilité du dosimètre par la qualité du rayonnement X, de l'orientation de la chambre de l'appareil dans le faisceau des rayons X, la température et la résistance du galvanomètre.



ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие	3
1. О воспроизведении рентгена с помощью эталонного измерительного устройства. И. В. Поройков и К. К. Аглинцев.	5
2. Анализ ионного режима в ионизационных камерах. К. К. Аглинцев.	9
3. К вопросу о применении счетчика Гейгера-Мюллера в рентгенометрии. И. В. Поройков и З. П. Лисеева.	31
4. О нахождении формы кривой тока и напряжения в рентгеновских установках по ионизационным измерениям. К. К. Аглинцев.	38
5. Новый способ применения струнного электрометра в компенсационной схеме. И. В. Поройков и З. П. Лисеева.	41
6. К вопросу об установлении времени экспозиции дозиметрическим путем. И. В. Поройков и К. К. Аглинцев.	47
7. Применение электронной лампы для измерения малых мощностей доз рентгеновского излучения. И. В. Поройков и З. П. Лисеева.	52
8. Дозиметрическое исследование меднозакисных фотоэлементов. К. К. Аглинцев.	58
9. Исследование фотоэлектрического дозиметра ХРРОИ. З. П. Лисеева и И. А. Божок.	63

TABLE DES RÉSUMÉS

	Pages
1. Sur la reproduction du roentgen à l'aide d'un appareil de mesure-étalon. Par I. V. Poroïkov et K. K. Aglinzev.	9
2. Analyse du régime des ions dans les chambres d'ionisation. K. K. Aglinzev.	10
3. Sur l'emploi du compteur Geiger-Müller dans la roentgéométrie. I. V. Poroïkov et Z. P. Lisejeva.	37
4. Détermination de la forme de la courbe de courant et de la tension sur les bornes du tube X d'après les mesures d'ionisation. K. K. Aglinzev.	40
5. Nouvelle méthode d'appliquer l'électromètre à cordes dans le schème compensateur. I. V. Poroïkov et Z. P. Lisejeva.	46
6. Sur la détermination de la durée de l'exposition par la méthode dosimétrique. I. V. Poroïkov et K. K. Aglinzev.	52
7. Application du tube électronique à la mesure des basses puissances des doses du rayonnement X. I. V. Poroïkov et Z. P. Lisejeva.	57
8. Examen dosimétrique des photoéléments en oxyde cuivreux. K. K. Aglinzev.	62
9. Examen du dosimètre photoélectrique de C. R. R. O. I. Z. P. Lisejeva et J. A. Bozhok.	72

Отв. редактор И. В. Поройков.

Сдано в набор 3/ХІІ 1937 г.

Ленгорт № 727

Коллич. печ. листов 4³/₈

Авторских листов 4,84

Технич. редактор Р. А. Аронс.

Подписано к печати 14/ІІІ 1938 г.

Индекс—5—4

Тираж 500 экз.

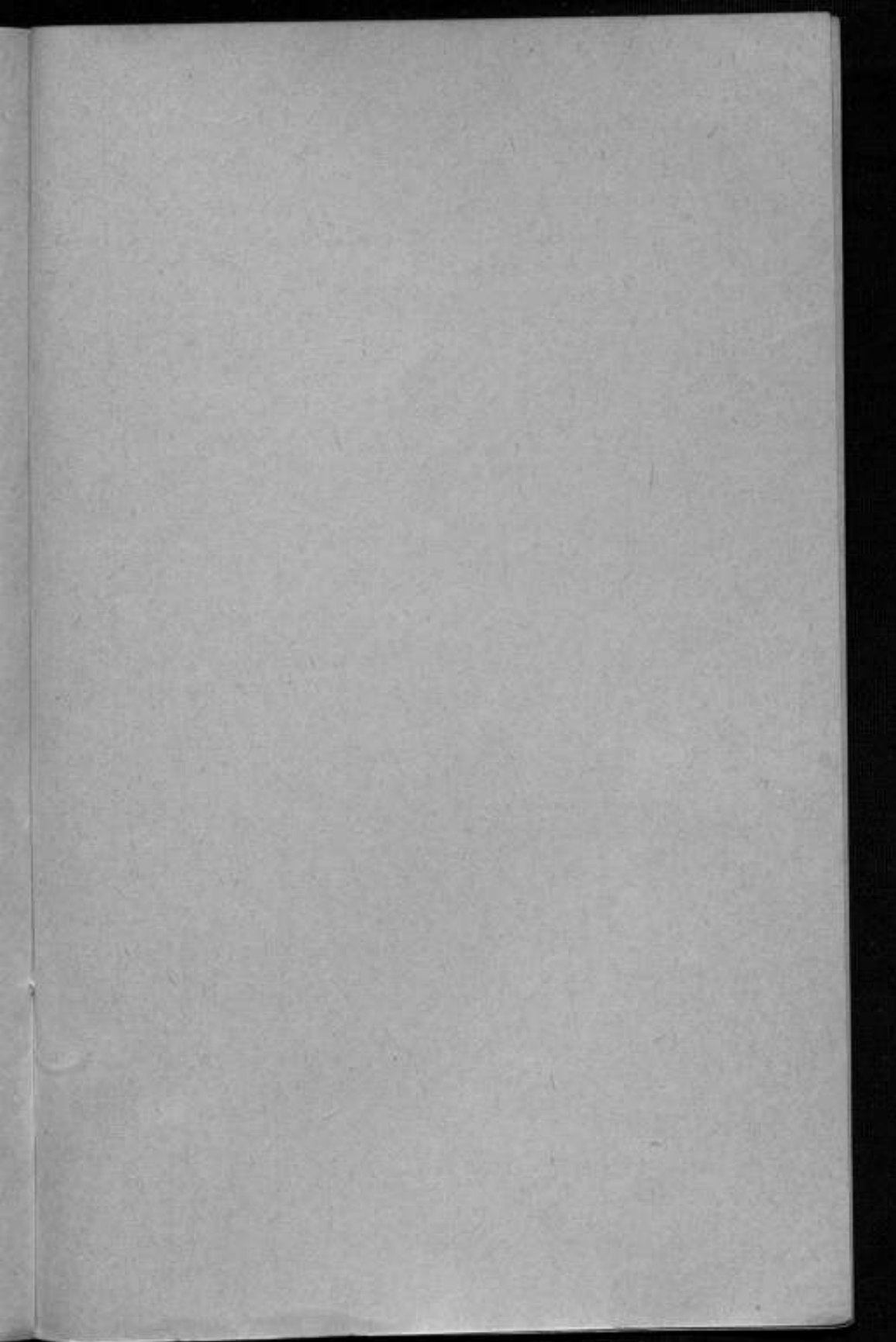
Формат 60×92¹/₁₆

Коллич. бум. листов 2¹/₄

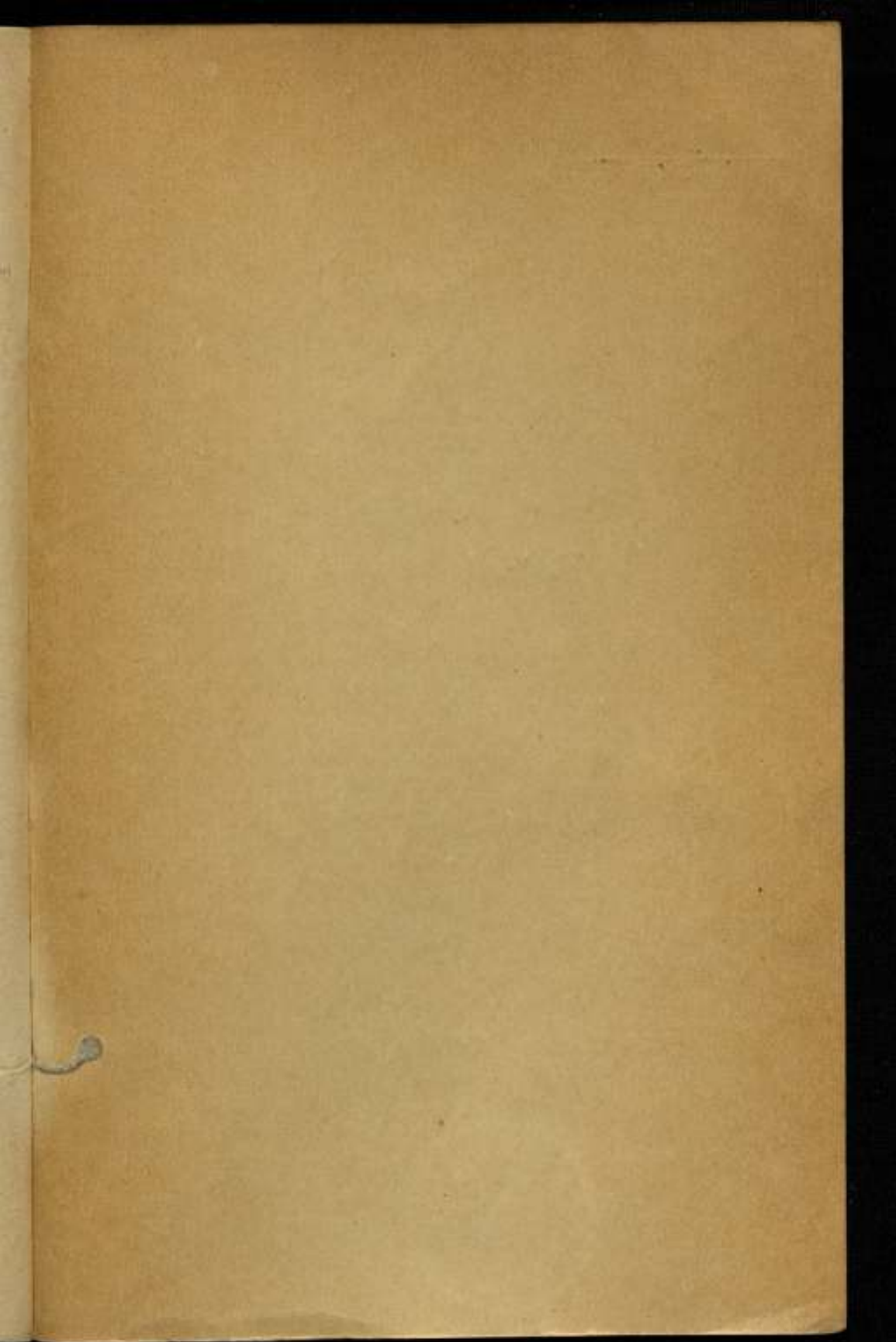
Коллич. печ. знаков в 1 бум. листе 118272

Заказ № 2022

Ленинромпечатьсоюз, тип. арт. „Печатня“, Ленинград, Прачечный пер., 6.



Msic



Цена 1 р. 50 к.
5-3 (4).