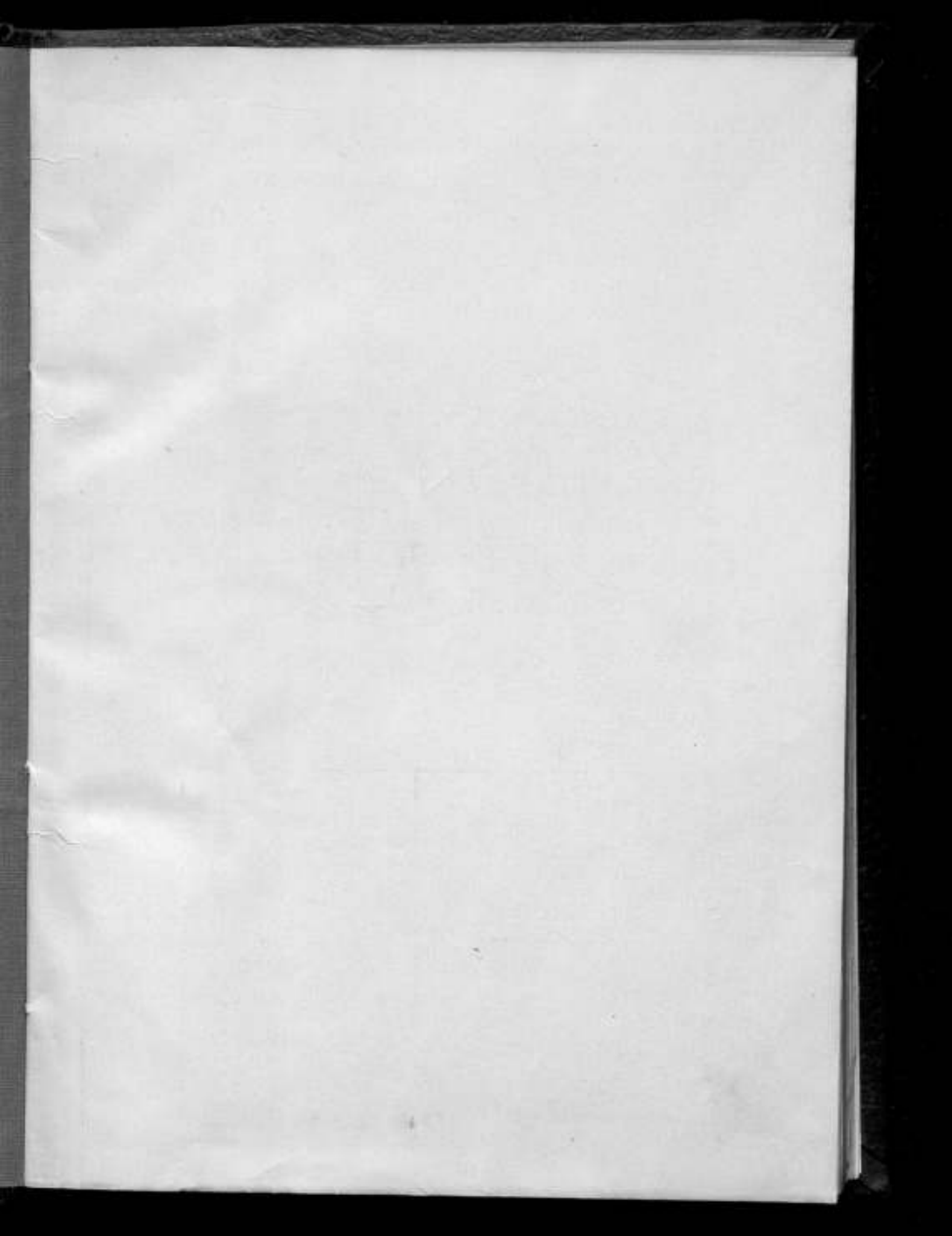
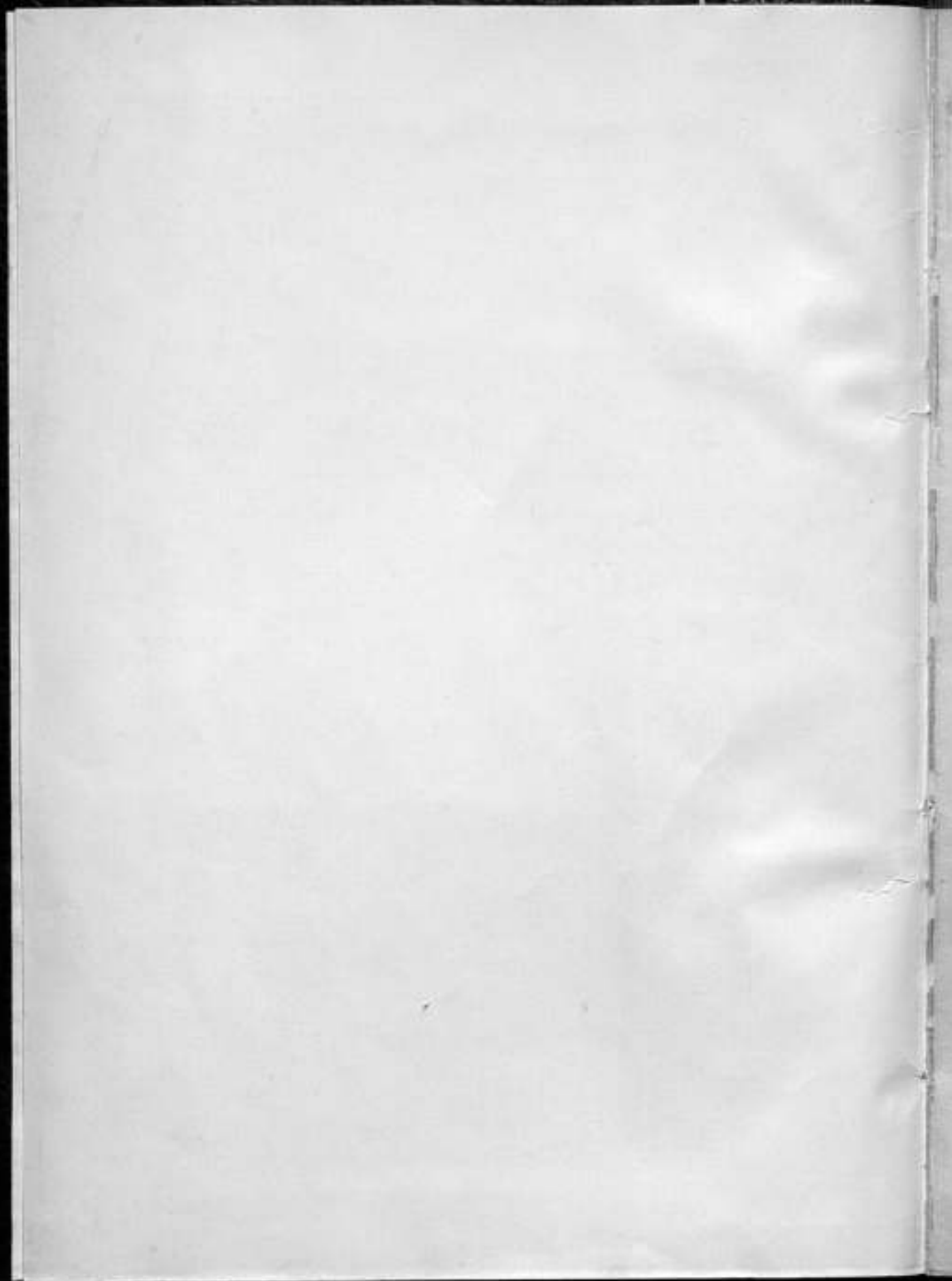


Исследования  
в области  
рентгенометрии  
1935г.

Знаме





~~10446~~ (переведено в журнал)

1954

Zgu

1880

В42085

\*  
пр 4 с



ROENTGOMETRIE  
LE DOMAINE DE LA  
RECHERCHES DANS

EDITION DE L'ETAT POUR LA STANDARDISATION  
L'ANDARTNIST  
L'ANDARTNIST

TRAVAUX DE L'INSTITUT DE METROLOGIE  
ET DE STANDARTISATION DE L'U. R. S. S.

LIVRAISON 8 (24)

---

# RECHERCHES DANS LE DOMAINE DE LA ROENTGENOMETRIE

REDACTEUR  
L. V. POROIKOV

---

EDITION DE L'ÉTAT POUR LA STANDARTISATION  
„STANDARTGUISE“

LENINGRAD

1935

MOSCOU

ТРУДЫ ВСЕСОЮЗНОГО НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО  
ИНСТИТУТА МЕТРОЛОГИИ И СТАНДАРТИЗАЦИИ

ВЫПУСК 8 (24)

# ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РЕНТГЕНОМЕТРИИ

ПОД РЕДАКЦИЕЙ  
И. В. ПОРОЙКОВА

*в. 8 (24)*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ПО СТАНДАРТИЗАЦИИ  
„СТАНДАРТГИЗ“

ЛЕНИНГРАД

1935

МОСКВА

Ответств. редактор С. З. Смирский

Сдана в набор 22/III—35 г.

Кодич. печ. листов 7<sup>1/2</sup>

Ленгоризит № 21161.

Техн. редактор С. Н. Клякин

Подписана к печати 2/VIII—35 г.

В дикте 46.621 типогр. знака.

Тираж 1300 экз.

Бумага 62x88 см.<sup>2</sup>

Заказ 2004.

Гос. тип. «Ленинградская Правда», Ленинград, Социалистическая, 14.



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОПРОСА О ВОСПРОИЗВЕДЕНИИ РЕНТГЕНА

И. В. Поройков и Н. Н. Аруев

### Глава I

#### ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВАНИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕДИНИЦЫ РЕНТГЕН

На II Международном конгрессе рентгенологов, состоявшемся в Стокгольме 28 июня 1928 г., была принята международная единица для измерений рентгеновского излучения в следующем определении:

„Международная единица рентгеновского излучения представляет собой количество рентгеновских лучей, которое, при полном использовании вторичных электронов и при устранении действия стенки в ионизационной камере в  $1 \text{ см}^3$  атмосферного воздуха при  $0^\circ\text{C}$  и высоте ртутного столба в  $760 \text{ мм}$ , создает такую проводимость, что измеренный, при токе насыщения, заряд равен одной электростатической единице“.<sup>1</sup>

Этой единице присвоено название рентген и обозначение *r*. Мы позволим себе несколько остановиться на этом определении.

Основное преимущество, которым обладает единица рентген, заключается в том, что она зависит исключительно от физических факторов, которые заданы в определении и поддаются измерению.

Этим она выгодно отличается от единицы видимого света, а также другого варианта единицы *r*, предложенного Соломоном.

Однако определение ее содержит и некоторую нежелательную неопределенность.

Прежде всего из него не ясно, что следует подразумевать под „количеством рентгеновских лучей“. Несомненно, что речь идет об энергии лучей некоторого интервала в спектре электромагнитных колебаний, но остается открытым вопрос, какой именно энергии падающей или поглощенной и к какому именно интервалу спектра следует отнести понятие „рентгеновские лучи“. С точки зрения физических процессов затруднительно указать границы этого интервала, поэтому в основу его определения, по нашему мнению, должна лечь возможность измерений в рентгенах. Это

<sup>1</sup> Strahlentherapie, 30 В. Н. 3. 1928.

определяет нижнюю границу в  $6 \text{ \AA}$ .  $\Delta_{AL} = 0,001 \text{ мм}$  и верхнюю границу в  $0,03 \text{ \AA}$  (400 кВ, — предельное напряжение для современных трубок). Практически этот интервал еще более узкий, именно от  $(3-0,05) \text{ \AA}$ , что соответствует области от 4 до 250 кВ<sub>max</sub> напряжения на зажимах трубки. К этому интервалу мы и полагаем возможным отнести вышеприведенное определение рентгена.

Вопрос о том, мерой какой энергии лучей, падающей или поглощенной, является установленная единица, имеет принципиальное значение и здесь безусловно необходима ясность во избежание уже имевших место ошибочных толкований единицы рентген.<sup>1</sup>

Для однородного пучка рентгеновских лучей этот вопрос отпадает, так как результат измерений в рентгенах будет пропорционален как достигнувшей камеры, так и поглощенной в ней энергии рентгеновских лучей.

Известно, что энергия  $W$  рентгеновских лучей длины волны  $\lambda$ , после прохождения слоя воздуха толщины  $l$ , выражается через первоначальную в виде

$$W = W_0 e^{-\mu l}$$

где  $\mu$  — так называемый линейный коэффициент ослабления рентгеновских лучей в воздухе.

Очевидно потеря энергии выразится

$$\Delta W = W_0 - W = W_0 (1 - e^{-\mu l}),$$

что для  $\mu l \ll 1$  может быть представлено в виде

$$\Delta W = W_0 \mu l$$

Уменьшение энергии проходящих рентгеновских лучей происходит по двум причинам: вследствие поглощения (преобразования энергии) и рассеяния, так что

$$\mu = \tau + \sigma.$$

Здесь  $\tau$  — коэффициент фотоэлектрического поглощения и  $\sigma$  — коэффициент рассеяния.

Процесс ионизации, с которым связано определение рентгена, обусловлен исключительно поглощенной в воздухе камеры энергией.

Конечным результатом преобразования этой поглощенной энергии может, вообще говоря, явиться: либо ионизация газа (переход лучистой энергии в кинетическую энергию электронов с последующим расходом ее на работу ионизации газа), либо лучистая энергия лучей флюоресценции или наконец увеличение кинетической энергии молекул газа (теплота).

<sup>1</sup> Я. Л. Шехтман. Журн. Прикл. физики, т. XX, вып. 1, стр. 12.

Это последнее тепловое действие рентгеновских лучей настолько мало, что им вполне возможно пренебречь. Он может произойти только от тех электронов, энергия которых будет меньше, чем работа одного акта ионизации (33 V, см. ниже) атома, что для принятой области составляет максимально 0,8% кинетической энергии первичного электрона.

Далее для воздуха, как поглощающей среды ( $N_{\text{эф}} = 7,69^1$ ) допустимо пренебречь также и потерями на лучи флюоресценции. Для рентгеновских лучей коротких длин волн энергия их составляет всего лишь 1%.<sup>2</sup> Для мягких лучей она больше, но так как лучи флюоресценции будут сильно поглощаться в воздухе камеры, то они в свою очередь произведут ионизацию и следовательно не окажут заметного влияния.

Таким образом можно считать, что вся поглощенная энергия расходуется исключительно на работу ионизации.

Однако в связи с Комптон-эффектом мы должны считаться с тем, что часть рассеянной энергии лучей короткой длины волны будет также служить источником образования электронов (так называемых электронов отдачи), так что коэффициент рассеяния представится в виде

$$\sigma = \sigma_r + \sigma_s.$$

Здесь  $\sigma_r$  — та часть коэффициента рассеяния, которая учитывает энергию рассеянных лучей, перешедшую в кинетическую энергию электронов отдачи.

Нас интересует поглощенная энергия, а потому в качестве полного коэффициента электронного преобразования мы должны принять

$$\gamma = \tau + \sigma,$$

Тогда, измеряя количество электричества, отделенное в единице освещаемого объема или, что то же самое, определяя число рентгенов, мы измеряем всегда лишь объемную плотность преобразованной в камере энергии рентгеновских лучей или физическую дозу в воздухе

$$D = \frac{\Delta W'}{v}$$

Очевидно

$$\frac{\Delta W'}{v} = \frac{W_0 \gamma t}{v} = C \frac{\epsilon \cdot i \cdot t}{v} \dots \dots \dots (1)$$

где  $\epsilon$  — работа, затрачиваемая на образование пары ионов, и  $C$  — постоянная, зависящая от выбора единиц.

Для рентгеновских лучей заданной длины  $\lambda$  величины  $\gamma$  и  $\epsilon$  постоянны.

<sup>1</sup> H. Fricke и O. Glasse' z. f. Phys. 29, 374, 1924.

<sup>2</sup> Kirchner. Handbuch d. Exp. Phys. 1930.

Следовательно

$$D = \frac{\Delta W'}{v} = C_1 \frac{i \cdot t}{v}$$

где  $C_1$  — также зависит исключительно от выбора единиц и кроме того

$$\frac{W_0}{v} = \frac{C_1}{\gamma \ell} \frac{i \cdot t}{v} = C_2 \frac{i \cdot t}{v}$$

где  $C_2$  — коэффициент, зависящий от размеров прибора, т. е. число рентгенов пропорционально как объемной плотности поглощенной, так и объемной плотности падающей энергии рентгеновских лучей.

Однако при переходе от лучей одной длины волны  $\lambda_1$  к другой  $\lambda_2$  коэффициент

$$C_2 = \frac{C \cdot \epsilon}{\gamma I}$$

будет изменяться и следовательно одному и тому же значению  $W_0$  будет отвечать другое число рентгенов.

Действительно, коэффициент

$$C_2 = \text{const.} \frac{\epsilon}{\gamma}$$

для одной и той же камеры будет зависеть исключительно от отношения  $\frac{\epsilon}{\gamma}$ ; причем  $\gamma$  в сильной степени зависит от длины волны  $\lambda$ . Так, согласно Аллену,<sup>1</sup> массовый коэффициент истинного поглощения

$$\frac{\tau}{\rho} = 1,32 \cdot 10^{-2} \frac{N^2}{A} \lambda^{2,92}$$

Принимая для воздуха эффективный порядковый номер  $N = 7,69$  (Глокер, Кауп)<sup>2</sup> и эффективный атомный вес  $A = 14,85$  получим коэффициент поглощения

$$\frac{\tau}{\rho} = 2,9 \cdot \lambda^{2,92}$$

где  $\rho$  — плотность среды.

С другой стороны, согласно квантовой теории рассеяния Комптона, коэффициент

$$\frac{\sigma_r}{\rho} = \frac{\sigma_0}{\rho} \frac{\alpha}{(1 + 2\alpha)^2}$$

<sup>1</sup> Allen. Phys. Rev. 27, 266, 1926.

<sup>2</sup> Glocker, Kaupp. Strahlentherapie, 23, 451, 1926.

$$\text{где } \alpha = \frac{h}{mc\lambda} = \frac{0,0242}{\lambda} \text{ для } \lambda \text{ в } \text{\AA}$$

$$\text{и } \frac{\sigma_0}{s} = 0,19 \text{ по Баркла.}^1$$

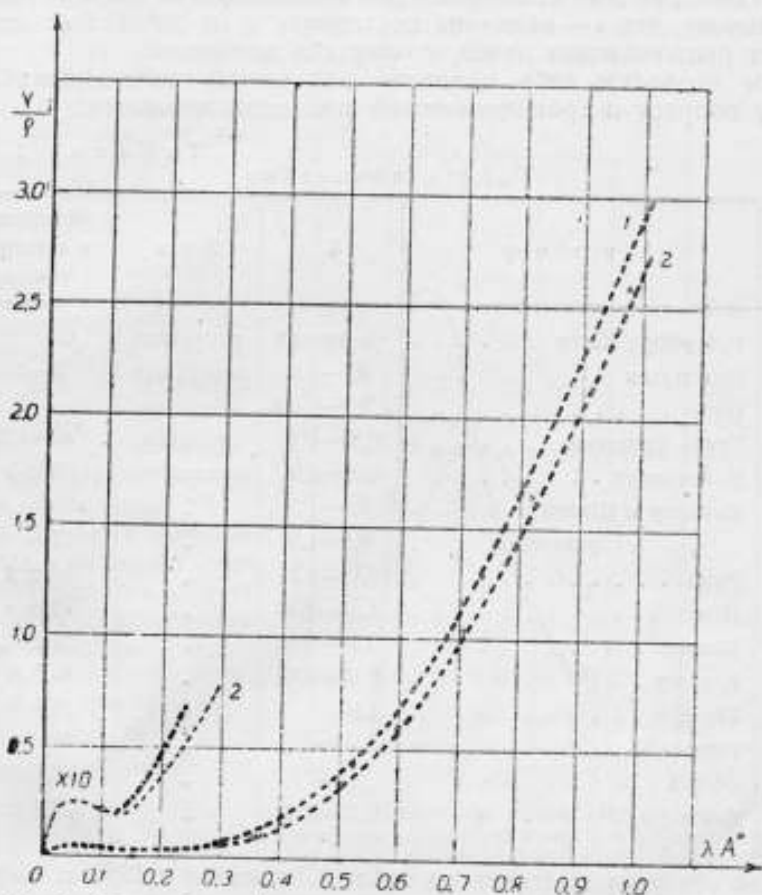


Рис 1. Массовый коэффициент электронного преобразования рентгеновских лучей в воздухе в зависимости от длины волны. Точками показаны опытные данные Кюстнера.

На рис. 1 представлен ход изменения с длиной волны

$$\frac{\gamma}{\rho} = \frac{\tau + \sigma_r}{\rho},$$

вычисленный по этим данным и данным Аллена для  $\frac{\tau}{\rho}$ . Таким

<sup>1</sup> Barkla. Phil. Mag. 21.648. 1911.

образом коэффициент  $C_2$  только в том случае будет оставаться неизменным, если работа  $\epsilon$ , необходимая для образования пары ионов, будет в одинаковой мере зависеть от длины волны  $\lambda$  как и  $\gamma$ .

Однако нам не известно, чтобы такая зависимость когда-либо была обнаружена. Наоборот, ряд исследований последних лет показывает, что  $\epsilon$  — величина постоянная и не зависит от длины волны рентгеновских лучей, создающих ионизацию.

Мы позволим себе привести результаты исследований по этому вопросу в хронологической последовательности.

Работа ионизации Таблица 1

Год	А в т о р	$\lambda$	Х о д	Значение $\epsilon$ в электрон- вольтах
1900	Резерфорд Кленг . . . . .	не учтено	постоянно	60
1919	Гольтгузен . . . . .	0,1—1,2	возрастает	105—400
1922	Боус . . . . .	0,395—0,560	"	"
1924	Гребе Кригесман . . . . .	0,16—0,40	убывает	80—132
1926	Куленкамф . . . . .	0,56—2,0	постоянно	35 ± 5
1926	Кирхнер и Шмитц . . . . .	0,5—1,5	"	21
1926	" исправленное . . . . .	0,5—1,5	"	31
1927	Румп . . . . .	0,13—0,5	"	33 ± 2
1928	Штеенбек . . . . .	1,54—2,29	"	28 ± 6
1928	Бухман . . . . .	0,85—3,0	"	31 ± 0,3
1928	Краузер . . . . .	0,60—0,75	"	42,5 ± 0,4
1929	Гернер . . . . .	1,54	"	36,4
1930	Гертзен . . . . .	—	"	36
1930	Эйзель . . . . .	—	"	32,?
1933	Аглинцев . . . . .	0,10—0,47	"	37,3 ± 1,5

Как это ясно вытекает из табл. 1, начиная с 1926 г. нет ни одного экспериментального исследования, которое показало бы изменение  $\epsilon$  с изменением длины волны рентгеновских лучей, несмотря на то, что исследователями охвачены различные участки спектра в широких границах от  $\lambda = 0,10 \text{ \AA}$  до  $\lambda = 2,3 \text{ \AA}$  и применялись разнообразные методы измерений.

На основании этих результатов допустимо утверждать, что коэффициент

$$C_2 \neq \text{const.}$$

и что, следовательно, единица рентген ни в коем случае не служит мерой падающей энергии (тем более интенсивности) рентгеновских лучей, как это ошибочно иногда полагают.

С другой стороны, независимость  $\epsilon$  от длины волны твердо устанавливает прямую пропорциональность между поглощенной энергией  $\Delta W'$  и числом рентгенов.

Иными словами рентген есть мера объемной плотности поглощенной воздухом энергии рентгеновских лучей или единица физической дозы.

Если обе части равенства (I) разделить на  $t$ , т. е. отнести к единице времени, то получим:

$$\frac{\Delta W'}{vt} = \Delta I' = I_0 \gamma = C \frac{i}{v}$$

где  $I_0 \gamma$  есть мощность физической дозы  $P$ , но не интенсивность падающих лучей. Единицей для  $P$  является не рентген, а  $\frac{\text{рентген}}{\text{секунда}}$ .

Отношение между ионизационными токами в одной и той же камере для лучей различной длины волны даст не отношение интенсивности лучей

$$\frac{i_1}{i_2} \neq \frac{I_1}{I_2} \text{ при } \lambda_1 \neq \lambda_2$$

а отношение мощности доз

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{I_1 \gamma_1}{I_2 \gamma_2} = \frac{P_1}{P_2}$$

Для примера на рис. 2<sup>1</sup> представлено спектральное распределение мощности физической дозы  $P$  смешанного пучка лучей (I), построенное по ионизационному току и распределение интенсивности в спектре падающего пучка, полученное путем пересчета через значение  $\gamma$  (II).

Мы полагаем, что в настоящее время было бы целесообразнее определение международной единицы рентген дать в форме возможно более точной, но без излишних добавлений. Формулировка, принятая конгрессом 1928 г., несколько необычна для определенных физических единиц, что естественно объяснить осторожностью,

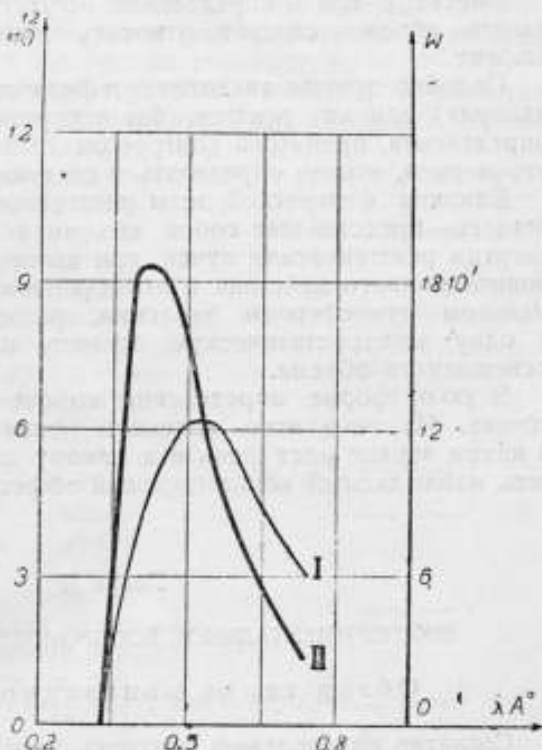


Рис. 2. Плотность интенсивности в сплошном спектре рентгеновских лучей II, полученная пересчетом из измерений ионизационного тока I по Румпу.

<sup>1</sup> Rump. z. f. Phys. B. 43 H. 4. 1927.

которая была необходима при введении этой единицы в практику. Так, например, в нее включены такие указания, которые не являются принципиальными, но предпрещают самый метод измерений, как то „в ионизационной камере“, при отсутствии „действия стенки“ и „измеренный при токе насыщения“.

Вместе с тем в определении отсутствует указание к единице какого объема следует относить измеренный ионизационный эффект.

Подобно другим аналогичным физическим единицам (например калория), единицу рентген, без искажения смысла и содержания определения, принятого конгрессом 1928 г., но лишь с большим уточнением, можно определять в следующем виде.

Единица физической дозы рентгеновских лучей в воздухе—рентген—представляет собой объемную плотность поглощенной энергии рентгеновских лучей, при которой, в результате полного ионизационного действия в атмосферном воздухе при 0°C и нормальном атмосферном давлении, разделяются заряды каждый в одну электростатическую единицу на кубический сантиметр освещаемого объема.

В такой форме определение короче и в значительной мере точнее. Из него ясно вытекает: физический смысл единицы, о каком заряде идет речь и к какому объему следует относить весь наблюдаемый ионизационный эффект.

## Глава II

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ РЕНТГЕНА

#### Обзор типов ионизационных камер

Согласно определению рентгена, воспроизведение его связано с выполнением следующих трех физических условий:

- 1) измерение необходимо произвести при токе насыщения в ионизационной камере, так как только в этом случае будет определен весь отделяемый заряд;
- 2) должно быть осуществлено полное использование энергии образующихся электронов;
- 3) должно отсутствовать влияние стенок, чтобы измеряемый ионизационный эффект был обусловлен исключительно воздухом.

Сообразно с выполнением этих требований должен быть выбран тип нормальной измерительной камеры.

Все известные типы камер можно подразделить на 3 вида:

- а) цилиндрические камеры (Бенкен, Гольтгузен, рис. 3),
- б) плоские камеры (Дуан, Десауер, Раевский, рис. 3),
- в) практические камеры (Фрик, Глассер, Глокер, рис. 3).



В камере любого типа мы всегда имеем соотношение мощность дозы

$$P = C \frac{i}{v} = 3 \cdot 10^9 \frac{i}{v} \text{ r/sec.}$$

если  $i$  — ионизационный ток насыщения в амперах и  $v$  — ионизационный объем воздуха, в котором образуются первичные электроны, выраженный в кубических сантиметрах.

Практические камеры не могут быть выбраны в качестве нормальной камеры по следующим причинам: 1) в них нельзя с достаточной точностью определить ионизационный объем  $v$ , 2) невозможно в полной мере устранить влияние „действия стенки“, если даже камера сделана из материала эквивалентного воздуху (Кюстнер),<sup>1</sup> 3) ионизационный объем всегда находится под действием не только прямого пучка лучей, но также и рассеянных лучей, учет которых затруднен. Поэтому такого типа камеры могут применяться лишь для рабочих дозиметров, где они имеют по характеру работы ряд преимуществ перед другими камерами.

В отношении выбора вида камер — плоских или цилиндрических нельзя указать существенных преимуществ одного типа перед другим, однако можно отметить некоторые различия их.

В плоских камерах электрическое поле однородно и размеры входного окна могут быть увеличены за счет уменьшения толщины активного слоя воздуха, что однако имеет значение лишь при измерениях в области рентгеновских лучей больших длин волн.

Вместе с тем, в плоских камерах необходим значительно больший потенциал насыщения, чем для цилиндрических камер, и при большом входном отверстии, а следовательно и большем телесном угле, измеряется лишь средняя мощность дозы, а не мощность дозы от центрального или другого, но узкого пучка лучей.

Вследствие удобства обращения с цилиндрическими камерами и их применения в основных метрологических лабораториях за границей, единица рентген в рентгенометрической лаборатории была воспроизведена на этом типе камеры.

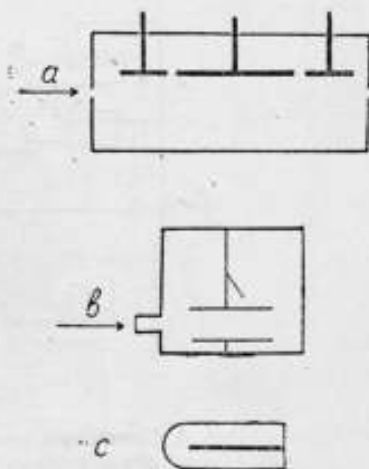


Рис. 3. Типы ионизационных камер.

<sup>1</sup> Küstner, Strahlentherapie, B. 33, H. 3, 1929.

## Описание установки

Нормальная ионизационная камера (№ 2) проектировалась и была выполнена с учетом тех указаний, которые имелись в литературе по вопросу о цилиндрических ионизационных камерах нормального давления.<sup>1</sup>

При исследовании нормальной камеры, параметры ее менялись в следующих пределах:

Диаметр камеры от 25 до 10 см, путем введения внутрь камеры цилиндра из картона, стенки которого были оклеены алюминиевой фольгой. Длина измерительных электродов меня-

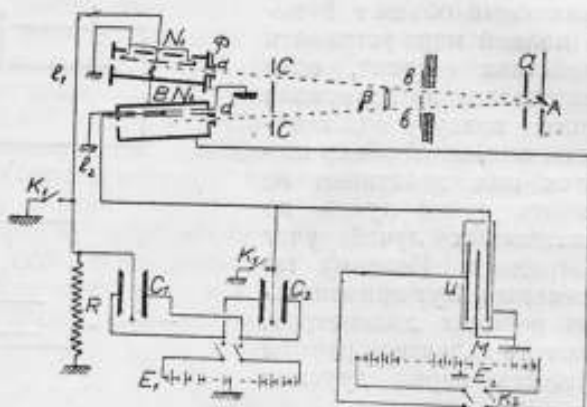


Рис. 4. Принципиальная схема установки для исследования нормальной ионизационной камеры.

лась от 8 до 25 см (8,3, 13,0, 18,0, 25,2 см). Длина защитных электродов от 0 до 17 см.

Диаметры входного окна от 0,2 до 0,8 см (0,2, 0,4, 0,6, 0,8 см).

Исследования с различными параметрами имели целью выбор таких размеров камеры, при которых она наиболее точно отвечает условиям воспроизведения рентгена.

Принципиальная схема измерительной установки в рентгенометрической лаборатории изображена на рис. 4 и общий вид установки для воспроизведения рентгена на рис. 5.

Камера № 1 (рис. 4) служила главным образом для контроля над постоянством режима рентгеновской трубки.

Рентгеновские лучи, излучаемые анодом А, разделялись свинцовой диафрагмой на два пучка, из которых один попадал в нормальную камеру № 2, другой — в камеру № 1. Лучи на пути от антиматода до камеры проходили щелевую диафрагму а, высотой 1,5 см, расположенную на расстоянии 2 см от стенки трубки, диафрагмы с диаметром в 3,5 см, находившиеся в стенке защит-

<sup>1</sup> Behnken, Jaeger Z. f. t. Phys. B. 7 H. 11. 1926.

ной будки, в которой помещалась рентгеновская трубка; затем диафрагмы с диаметром в 2 см и наконеч входные окна камер  $d$ .

Камеры были установлены относительно друг друга под углом  $\beta = 7^\circ$  и все измерения производились одновременно на обеих камерах. При этом, как уже отмечалось, камера № 1 служила для контроля над излучением. От батареи  $E_2$  подавался одновременно отрицательный потенциал на стенки обеих камер.

Для компенсации заряда на нити электрометра  $C_2$  служил урановый ионизатор  $U$ , на пластину которого, покрытую зеленой

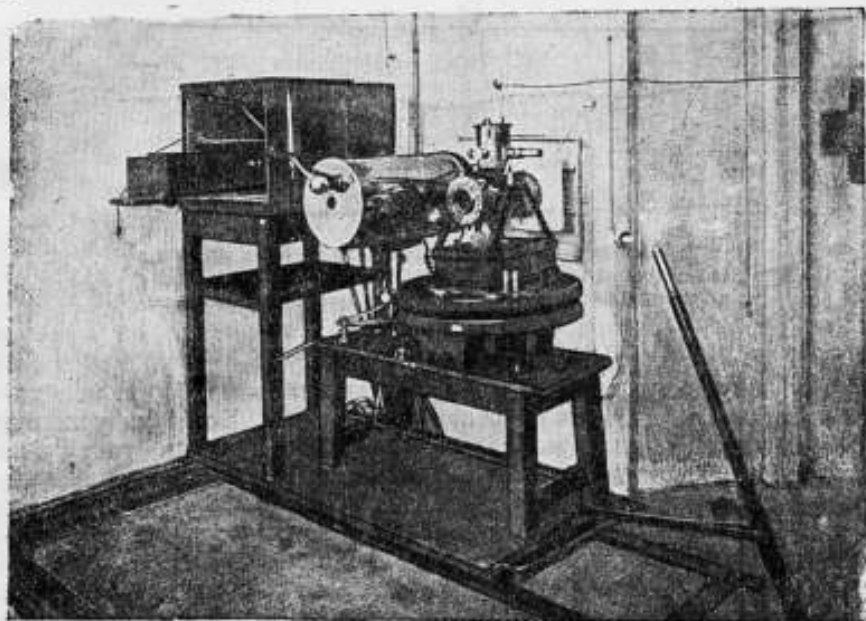


Рис. 5. Общий вид установки с нормальной камерой.

окисью урана  $U_r_3 O_8$ , подавалось напряжение 450 V от батареи  $E_2$ . С помощью подвижной пластины  $M$  имелась возможность менять ионизационный ток уранового ионизатора в пределах от  $10^{-11}$  А до  $22 \cdot 10^{-11}$  А.

Источником высокого напряжения, питающего рентгеновскую трубку, служил „Нео-интенсив аппарат“, дающий непрерывно постоянное напряжение на выпрямлении по схеме Греча с конденсаторами.

Характер кривых напряжения этого аппарата при различных нагрузках был детально изучен с помощью шлейфового осциллографа. Форма кривых напряжения представлена на осциллограммах 1 и 2 (рис. 6): 1 — кенотронное выпрямление, 2 — механическое выпрямление.

Питание установки, служившей источником высокого напряжения на кенотронном выпрямлении, производилось от специального агрегата лаборатории переменных токов ВИМС, дававшего возможность держать строго постоянный режим на трубке.

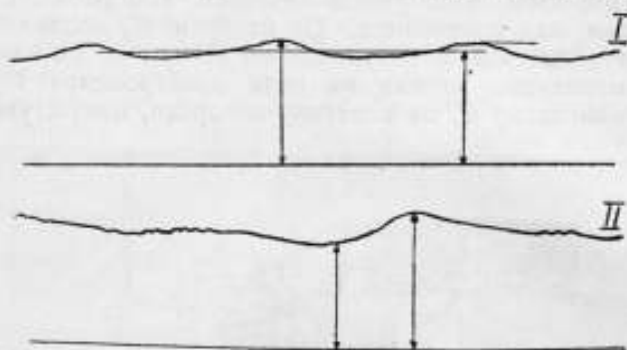


Рис. 6. Осцилограммы высокого напряжения аппарата „Нео-интенсив“. 1) Кенотронное выпрямление по Грецу с конденсаторами. 2) Механическое выпрямление с конденсаторами.

#### Метод фокусировки камеры

Чтобы сравнить показания двух каких-либо приборов, необходимо поставить их в тождественные условия. Если эти условия мы в каждый данный момент можем воспроизвести, то ту или иную разницу в повторном сравнительном измерении мы должны приписать изменению параметров прибора.

Особенно важное значение приобретает осуществление выше-названных условий при сравнительных измерениях в рентгенометрии. Сравнительные измерения тогда только возможны, когда есть уверенность в неизменности взаимного расположения камеры и рентгеновской трубки, а также постоянства условий режима и диафрагмирования. Исходя из этого, можно формулировать условия, которые необходимо выполнять при сравнительных измерениях:

1) камеру необходимо ориентировать так, чтобы луч, исходящий из середины анодного пятна перпендикулярно к катодному пучку, служил геометрической осью камеры;

2) диафрагмирование должно быть выполнено так, чтобы была устранена возможность попадания в камеру лучей, исходящих не с анодного пятна.

Как показал опыт, выполнение этих условий дает возможность легко воспроизвести необходимое расположение камеры, почти в точности совпадающее с прежней ее ориентацией. Осуществление первого условия в лаборатории было произведено следующим методом.

На колбе рентгеновской трубки нанесено пятно, позволяющее фиксировать направление пучка.

Геометрическая ось камеры всегда ориентирована по направлению: пятно  $g$  на колбе — пятно на аноде (анодное пятно). Этим условием взаимное расположение „камера — трубка“ фиксировано и фокусировка камер может быть легко воспроизведена в любое время. Метод позволяет освободиться от случайных ошибок при наводке камеры на анодное пятно.

Что касается диафрагмирования, то оно в значительной мере зависит от выбранных расстояний. Размеры диафрагмы могут быть определены лишь опытным путем, что и выполнялось с помощью фотокамеры с малым отверстием.

#### Метод измерения ионизационного тока

При воспроизведении рентгена важно по возможности точно измерить ионизационный ток, так как в конечном счете успешность установления рентгена зависит от точности измерения силы этого тока  $i$  и величины ионизационного объема  $v$ .

Известны три способа электрометрических измерений малых токов:

- метод постоянного отклонения (Бронсона),
- метод зарядки или разрядки некоторой емкости,
- метод компенсационный (Таунсенда).

По условиям работы ионизационной камеры, при абсолютном определении  $\tau$  все преимущество на стороне последнего метода.

Вполне очевидно, что если измерительный электрод ионизационной камеры будет иметь какой-то потенциал, электрическое поле внутри камеры будет искажено. Искажение электрического поля влечет за собою изменение эффективной длины измерительного электрода, которое трудно учесть.

Применяя компенсационный метод, мы имеем во все время измерения потенциал электрода, практически мало отличный от нуля, независимо от интенсивности излучения, а, значит, и силы ионизационного тока. Кроме того, при потенциале электрода, мало отличающегося от нуля, утечки через изоляцию почти устраняются, что освобождает результат измерения от вносящего ошибку и трудно учитываемого фактора. Метод, как нулевой, не требует градуировки электрометра и свободен от сопряжен-

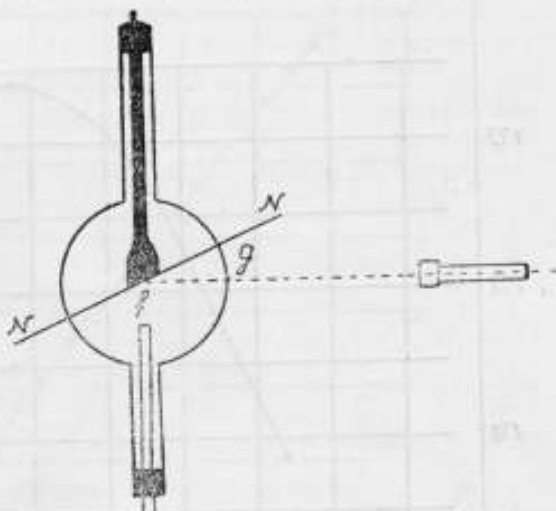


Рис. 7. Схема фокусировки камеры.

ных с этим ошибок. Компенсационный метод обладает высокой чувствительностью и в значительной мере повышает точность измерения ионизационного тока.

Однако применение метода Таунсенда непосредственно для измерения ионизационного тока, по условиям работы ионизационной камеры, встречает некоторые неудобства в виду наличия большого числа операций, производимых при измерении.

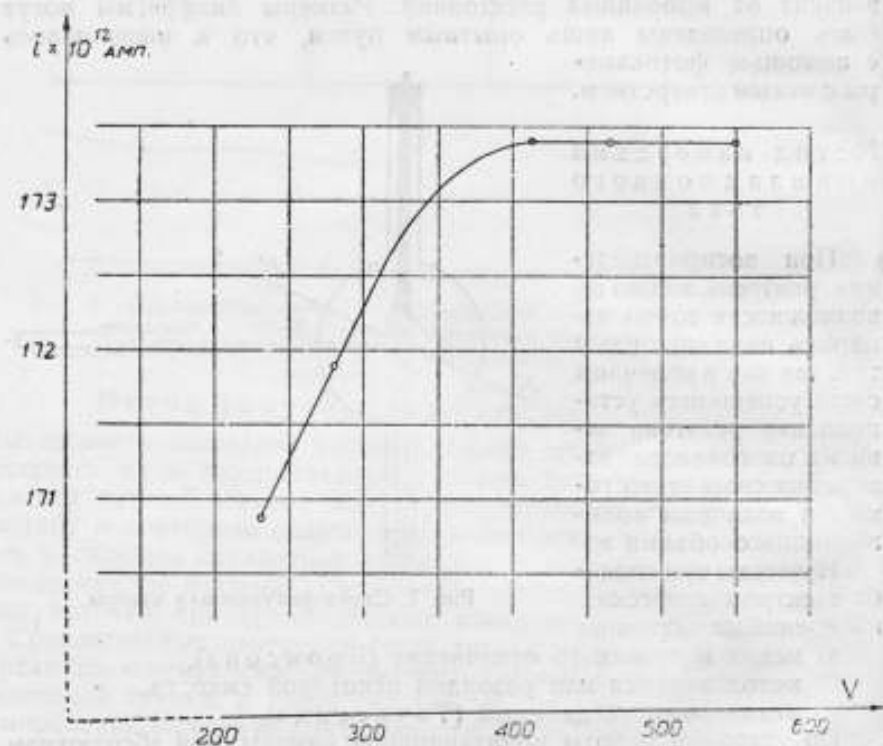


Рис. 8. Сила ионизационного тока уранового ионизатора в зависимости от потенциала, поданного на пластину при величине открытия в 30 см.

Поэтому лаборатория, сохраняя компенсационный метод, в качестве источника компенсационного тока применила урановый ионизатор, предварительно проградуированный по методу Таунсенда. Схема такого компенсационного устройства была указана Бенкеном и Егером.<sup>1</sup>

Урановый ионизатор выполнен в лаборатории по тому типу, какой указан в вышеназванной работе и схематически изображен на рис. 4.

Так как в урановом ионизаторе мы имеем дело с ионизацией

<sup>1</sup> Behnken, Jaeger, Strahlentherapie, B. 33, H. 3, 1929.

воздуха радиоактивным излучением, то предварительно было произведено определение потенциала насыщения (400 V).

Кривая зависимости силы тока насыщения уранового ионизатора от потенциала поданного на пластину  $U$ , снятая при выдвигании пластины  $M$  на 30 см ( $i = 17,35 \cdot 10^{-11}$  A), представлена на рис. 8.

Градуйровочная кривая уранового ионизатора представлена на рис. 9. Значения  $i$ , нанесенные в виде  $\odot$ , даны радиологиче-

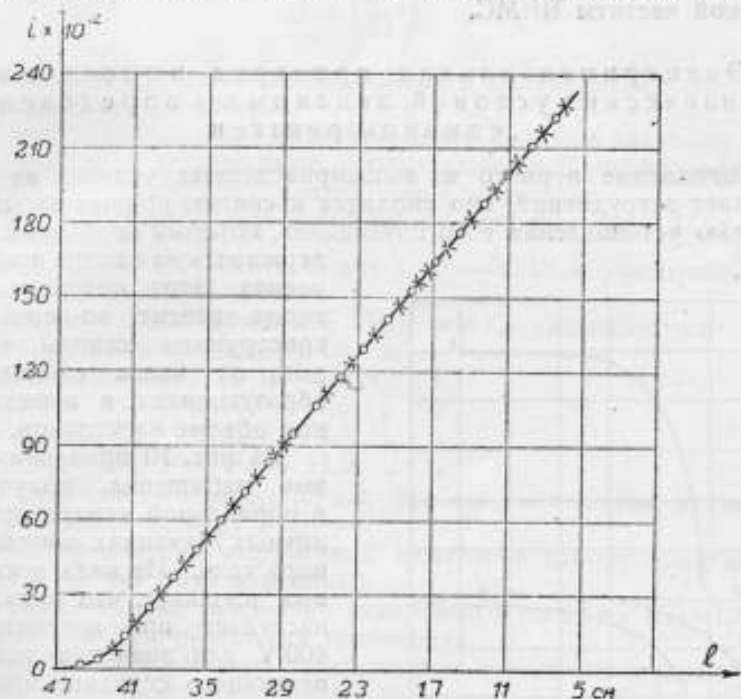


Рис. 9. Градуировочная кривая уранового ионизатора.  
Напряжение на урановом ионизаторе 450 V.

$\odot$  — радиологическая лаборатория, x — рентгенометрическая лаборатория.

ской лабораторией ВИС, значения  $i$ , нанесенные в виде x, получены рентгенометрической лабораторией. Точность градуировки в обоих случаях  $\pm 0,5\%$ .

Из этой кривой видно полное совпадение точек в пределах указанной погрешности.

Из рис. 9 видно, что прямолинейная часть градуировочной кривой лежит в пределах от  $10^{-11}$  до  $22 \cdot 10^{-11}$  A.

Так как компенсация ионизационного тока камеры может быть без затруднения выполнена с точностью  $\pm 0,5$  мм шкалы уранового ионизатора, то общая ошибка при измерении ионизационного тока, которая суммируется из ошибки  $\frac{\Delta i}{i} = 0,5\%$  при

градуировке ионизатора по методу Таунсенда и ошибки при компенсации ионизации тока камеры  $\frac{\Delta h}{h} = 0,3\%$ , составит  $0,5\% + 0,3\% = 0,8\%$  (для средней части градуировочной кривой).

При градуировке уранового ионизатора в рентгенометрической лаборатории в качестве емкости  $C$  служил образцовый конденсатор, предоставленный для этой цели лабораторией токов высокой частоты ВИС.

### Экспериментальная проверка выполнения физических условий, заданных в определении единицы рентген

Выполнение первого из вышеприведенных условий не представляет затруднений, оно сводится к снятию кривых насыщения с целью установления того потенциала, который необходимо под-

держивать на камере при измерениях. Этот потенциал очевидно зависит, во-первых, от конструкции камеры, во-вторых, от числа ежесекундно образующихся в ионизационном объеме электронов.

На рис. 10 приведены кривые насыщения, полученные в нормальной камере при различных значениях ионизационного тока. Из вида этих кривых вытекает, что насыщение наступает при потенциале в 400 В для значения тока, отвечающего середине прямолинейной части градуировочной кривой тока уранового ионизатора, и превышающего токи, полученные при нижеприводимых измерениях.

Таким образом напряжение на камере 500 В вполне обеспечивает выполнение первого условия, заданного в определении  $r$ , т. е. осуществление тока насыщения.

Выполнение второго условия (полное использование энергии электронов) связано с экспериментальным установлением зависимости ионизационного тока насыщения от диаметра камеры, расстояния от измерительного электрода до проходящего пучка

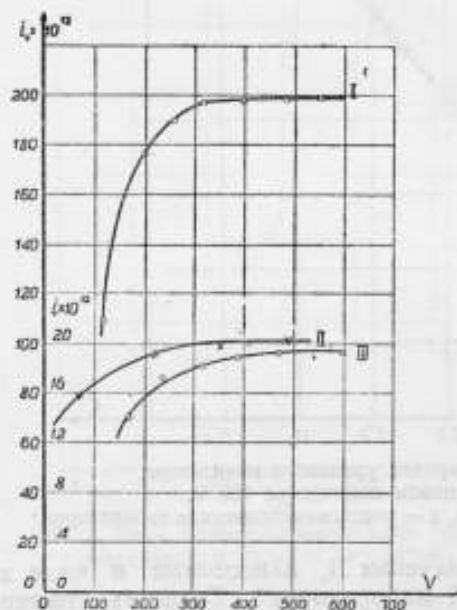


Рис. 10. Кривые насыщения ионизационного тока в камерах:

- 1) 150 кВ 4 мА без фильтра  $d = 8$  мм  $D = 25$  см.
  - 2) 150 кВ 4 мА 1 мм Си  $d = 6$  мм  $D = 13$  см.
  - 3) 150 кВ 4 мА 1 мм Си  $d = 8$  мм  $D = 25$  см.
- $d$  — диаметр входного окна.  $D$  — диаметр камеры.

энергии электронов) связано с экспериментальным установлением зависимости ионизационного тока насыщения от диаметра камеры, расстояния от измерительного электрода до проходящего пучка



рентгеновских лучей, а также длины защитных и следовательно измерительных электродов.

По поводу первой зависимости (влияние диаметра камеры) в литературе есть ряд исследований, дающих однако различные результаты. Так по Вильсону<sup>1</sup> диаметр камеры должен удовлетворять соотношению

$$D = \left( \frac{U}{21} \right)^2$$

где  $U$  — скорость первичных электронов в киловольтах и  $D$  — диаметр камеры в сантиметрах.

Однако такой подсчет дает чрезмерно большие значения диаметра, так как в нем не было учтено влияние Комптона-эффекта.

Опытные данные дают следующие результаты:

Бенкен и Егер<sup>2</sup> для лучей 165 kV. при фильтре 0,75 мм Си 1 мм Al ( $\Delta$  Си = 1,0 мм), т. е. для  $\lambda_{eff} = 0,148 \text{ \AA}$ , указывают как необходимый диаметр 12 см.

Гертнер<sup>3</sup> для лучей 215 kV. 7 мм Си указывает как наименьший возможный диаметр 25 см.

Кюстнер<sup>4</sup> при 60 kV 0,6 мм Си

излучении	80	1,6	.	.
	120	4,0	.	.
	180	11,0	.	.

указывает диаметр камеры 35 см, причем уменьшение диаметра в два раза дает ошибку 5%.

Для исследования нормальной камеры в лаборатории были предприняты два ряда измерений:

1) сравнительные показания камеры по Бенкену ( $D = 12 \text{ см}$ ) и нормальной при различных излучениях;

2) показания нормальной камеры при изменении ее диаметра. Результаты измерений приведены на рис. 11 и 12.

Кривые на этих рисунках дают возможность сделать следующие выводы:

а) отношение показаний камер с различными диаметрами имеет ход с жесткостью излучения (рис. 11);

б) для излучений даже в пределах биологической однородности, изменение диаметра нормальной камеры от 25 до 12 см влечет уменьшение ионизационного тока на 8% (рис. 12).

Приведенные данные аналогичны результатам, полученным Кюстнером с лучами большей степени однородности;

в) для практически применяемых излучений диаметр камеры 25 см обеспечивает отсутствие хода с жесткостью, а следовательно и полное использование энергии электронов.

<sup>1</sup> Wilson. Proc. R. Soc. A. 104. 192. 1923.

<sup>2</sup> Behnken Jaeger. z. f. techn. Phys. 563. 1926.

<sup>3</sup> Gaertner. F. a. d. g. Röntj. XI. 606. 1929.

<sup>4</sup> Küstner. Strahlentherapie 22. 379. 1926.

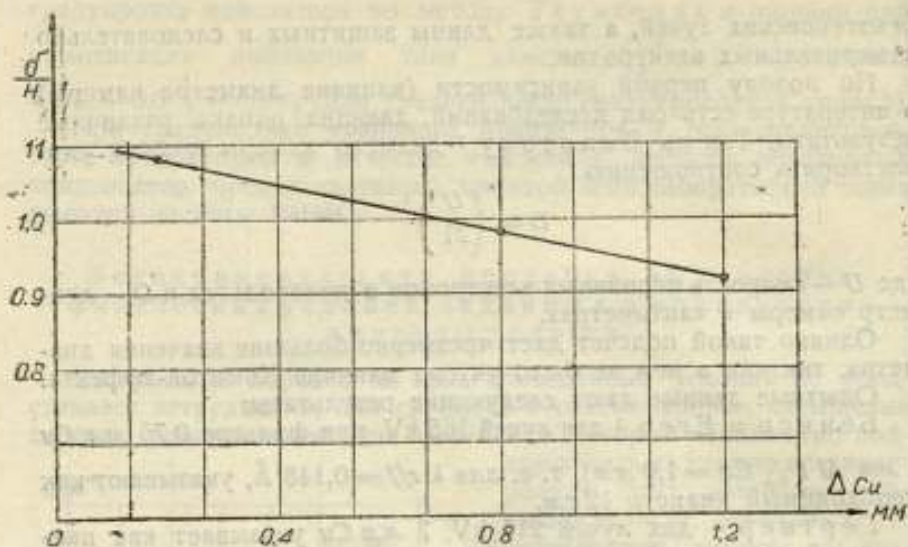


Рис. 11. Отношение показаний камер диаметром 13 см (Б) и диаметром 25 см (Н) в зависимости от качества излучения ( $\Delta C_a$ ).

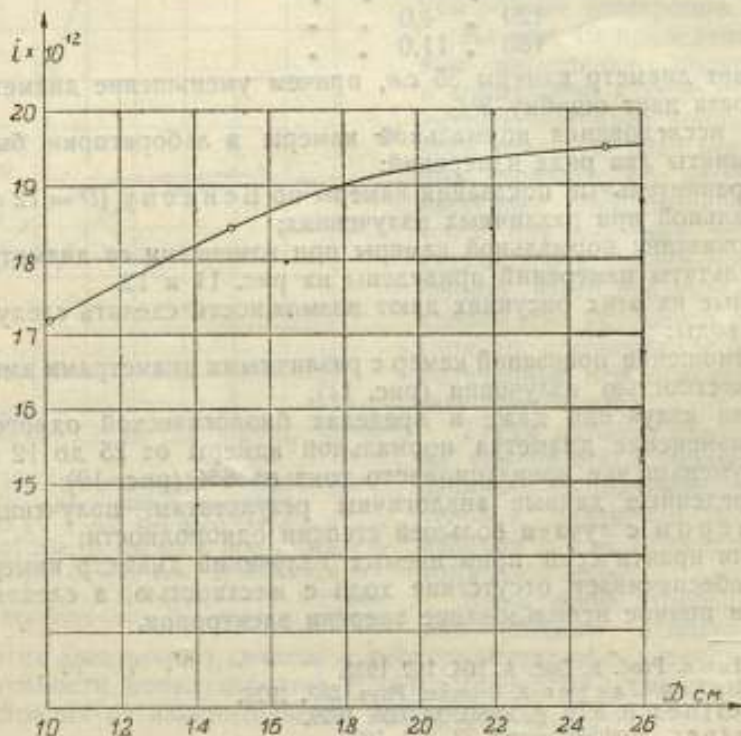


Рис. 12. Сила ионизационного тока в камере № 2 в зависимости от ее диаметра при неизменном излучении. Напряжение 167 кВ.

По вопросу о желательном расстоянии между измерительными электродами и проходящим пучком рентгеновских лучей в литературе нет указаний. Нормальная камера № 2 позволяет иметь величину этого расстояния в 4 и 6 см.

Как показали измерения, изменение расстояния в указанных пределах не влияет на величину ионизационного тока.

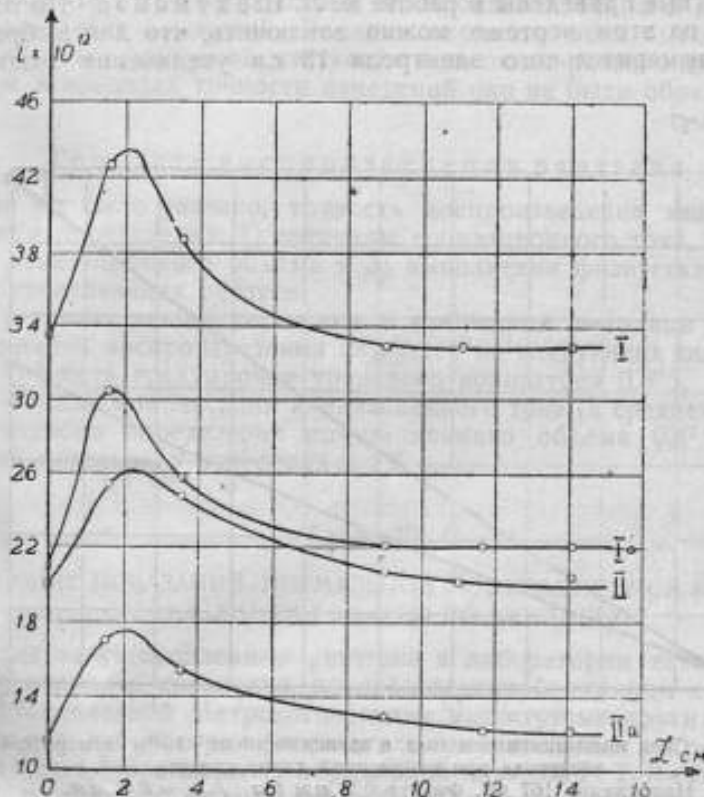


Рис. 13. Сила ионизационного тока в камере № 2 в зависимости от длины защитных электродов для двух излучений и для измерительного электрода 8 и 13 см. I 100 кВ 6 мА 2 мм Al 13 см. Ia 100 кВ 6 мА 2 мм Al, 8 см. II 150 кВ 4 мА, 1 мм Си, 13 см. IIa 150 кВ 4 мА, 1 мм Си 8 см.

Нормальным расстоянием нами принято 6 см.

Выбор длины защитных электродов в нормальной камере определяется следующими условиями:

Длина защитных электродов должна быть такова, чтобы обеспечить отсутствие искажения электрического поля в камере (в пределах измерительного электрода) и тем самым давать возможность точного определения ионизационного объема, как произведения площади входного отверстия на длину измерительного

электрода, измеряемого до середины изоляционного промежутка. Поэтому, задав необходимую длину измерительного электрода, важно выяснить зависимость между ионизационным током и размерами защитных электродов с целью установления необходимой длины их, а следовательно и длины камеры.

На рис. 13 представлен ход такого изменения (впервые такого рода кривые приведены в работе Я. Л. Шехтмана).<sup>1</sup> По поводу кривых на этом чертеже можно заключить, что для выбранной длины измерительного электрода 13 см увеличение защитных

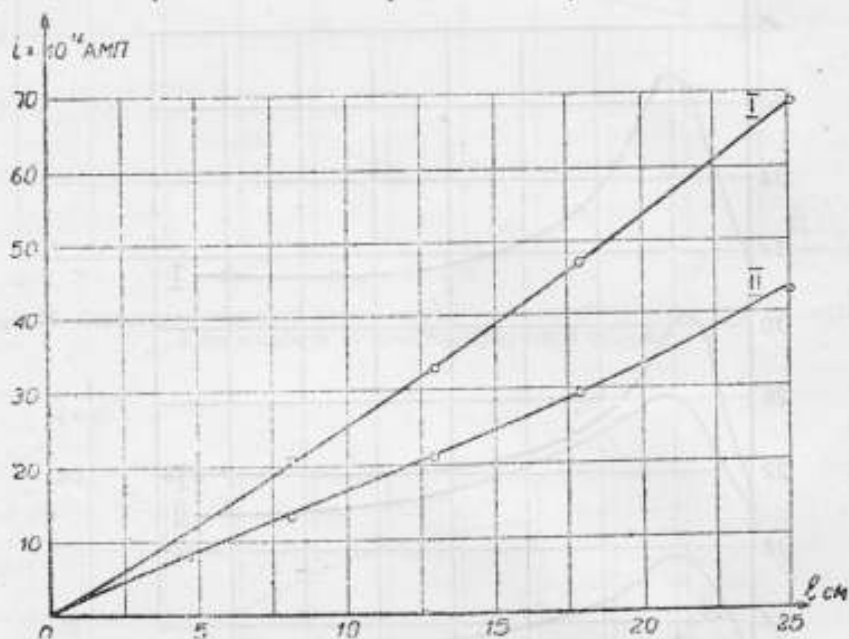


Рис. 14. Сила ионизационного тока в зависимости от длины измерительного электрода при неизменной длине камеры.

I. Напряжение 167 кВ. Фильтр 0,5 мм Си  $\Delta_{\text{Си}} = 0,8$  мм.

II. Напряжение 167 кВ. Фильтр 1 мм Си  $\Delta_{\text{Си}} = 1,2$  мм.

электродов сверх 12 см не меняет величины ионизационного тока, т. е. электрическое поле в пределах измерительного электрода при таком варьировании защитных электродов остается неизменным.

Кроме того кривая  $i = f(I_{\text{изм.}})$  (рис. 13) показывает, что зависимость ионизационного тока от длины измерительного электрода  $i = f(I_{\text{изм.}})$  не может быть линейной, если одновременно с изменением длины его не будет изменяться и длина защитных электродов.

<sup>1</sup> Я. Л. Шехтман. Журнал «Прикладн. физика», т. XX, вып. I

Такого рода функциональная зависимость, представленная на рис. 14, действительно указывает ожидаемый ход изменения ионизационного тока.

Третье условие, а именно отсутствие влияния стенок, сводится к выбору материала стенок камеры и защите от влияния краев входного окна. В виду ясности вопроса о материале стенок, исследований в этом направлении не производилось и в качестве материала взят алюминий. Влияние входного окна было проверено на лучах различной жесткости и на окнах разного диаметра, причем в пределах точности измерений оно не было обнаружено.

### Точность воспроизведения рентгена

Как уж было указано, точность воспроизведения зависит от точности определения: 1) величины ионизационного тока, 2) величины ионизационного объема и 3) выполнения физических условий, определяющих рентген.

В условиях нашей установки и выбранной методики измерений, ошибка воспроизведения складывается из следующих ошибок:

- 1) точность градуировки уранового ионизатора  $0,5\%$ ,
- 2) ошибка компенсации ионизационного тока (в среднем)  $0,3\%$ ,
- 3) ошибка определения ионизационного объема  $0,4\%$ . Т. е. ошибка отдельного измерения  $\pm 1,2\%$ .

### Глава III

#### СРАВНЕНИЕ ПОКАЗАНИЙ НОРМАЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ КАМЕРЫ С ПОКАЗАНИЯМИ КАМЕРЫ ПО КЮСТНЕРУ

Вслед за установлением рентгена в лаборатории естественно возник вопрос о сравнении воспроизведенной единицы с единицей, установленной Метрологическими институтами других стран.

Так как лаборатория располагала измерительным устройством Кюстнера, сравненным с нормальной камерой P. T. Reichsantalt, которое по своим качествам является наиболее совершенным типом прибора посредника, — то в первую очередь сравнение производилось именно с ним. Все сравнения производились методом последовательных отсчетов при наличии камеры-свидетеля. В качестве свидетеля служила камера с гальванометрическим измерением силы ионизационного тока. Камера-свидетель помещена непосредственно около трубки в защитной будке. Этим достигалась высокая чувствительность свидетеля. Питание рентгеновской установки при всех измерениях производилось от специального мотор-генератора, который в свою очередь питался от аккумуляторной батареи ВИС. Расстояние от фокуса до входного окна для обеих камер оставалось неизменным и одинаковым. Обе камеры помещены на скользящей по рельсам тележке. Фокусировка камер производилась с помощью оптиче-

ской трубки, по описанному выше методу фиксации луча. Ионизационный ток на нормальной камере лаборатории измерялся компенсационным методом с помощью уранового ионизатора. Градуировка ионизатора произведена компенсационным методом Таунсенда до и после сравнения.

Излучения выбраны в границах  $\Delta Si$  (H. W. S.) от 0,054 до 1,12 мм, именно:

Напряжение $U_{max}$ в kV	Фильтр в мм	$\Delta Si$ в мм
80	—	0,054
100	0,2 <i>Si</i>	0,362
160	1,0 <i>Si</i>	1,12

Все значения  $U_{max}$  определялись по спектрограммам.

Измерения  $\Delta Si$  производились на камере по Кюстнеру.

В качестве источника питания трубки служил „Нео-интенсив-аппарат“ с кенотронным выпрямлением и конденсаторами. Генератором излучения служила трубка фирмы А. Е. С. с вольфрамовым анодом. Эти трубки имеют отчетливый фокус и облегчают фокусировку. Трубка при всех измерениях оставалась неподвижной.

Измерения производились систематически в течение четырех месяцев.

Каждый результат представляет собою среднее арифметическое из одной серии наблюдений, отнесенных к среднему значению показаний свидетеля.

Каждая серия включает в себе последовательный ряд отсчетов, произведенных попеременно на той и другой камере:

$i$  — значение ионизационного тока в амперах,

$K_L$  — поправочный коэффициент на поглощение в воздухе,

$K_{tp}$  — поправочный коэффициент на температуру и давление.

Для каждого режима взято среднее арифметическое значение отношения  $\frac{P_H}{P_K}$  и средняя относительная погрешность сравнения.

Результаты сравнения приведены в табл. 2.

Из сравнения полученных результатов следует:

1) средняя относительная погрешность сравнения показаний камер для всех режимов не превышает 0,5%,

2) среднее значение для отношения  $C = \frac{P_H}{P_K} = 1,005 \pm 0,005$ ,

3) в пределах точности сравнения показания обеих камер совпадают,

4) результаты отдельных серий измерений не имеют отклонений, превышающих точность воспроизведения рентгена на нормальной камере,

Таблица 2

кВ.	Фильтр в мкв. Св	$\Delta C_u$ (H. W. S.)	$P_H$ г/сек.	$P_k$ г/сек.	$C = \frac{P_H}{P_k}$	$\Delta C$	$K_1$ $K_2$ $\frac{\Delta C}{C} = 0,5\%$
80	—	0,054	2,578	2,550	1,010	0,001	$K_1 = 1,007$ $K_2 = 1,010$
80	—	0,054	2,659	2,636	1,008	0,001	$\frac{\Delta C}{C} = 0,5\%$
80	—	0,054	2,643	2,608	1,015	0,006	
80	—	0,054	2,638	2,621	1,003	0,006	
			Среднее . .	—	1,009	$\pm 0,005$	
80	0,1	0,126	2,651	2,640	1,004	—	$K_1 = 1,005$ $K_2 = 1,007$
120	0,3	0,403	2,24	2,000	1,12	$\pm 0,8$	$K_1 = 1,003$ $K_2 = 1,015$
120	0,3	0,403	2,003	2,016	0,991	0,009	$\frac{\Delta C}{C} = 0,5\%$
120	0,3	0,403	1,814	1,795	1,045	0,001	
120	0,3	0,403	1,855	1,848	1,003	0,001	
			Среднее . .	—	1,004	$\pm 0,005$	
100	0,2	0,362	1,789	1,773	1,007	0,007	$K_1 = 1,035$ $K_2 = 1,016$
100	0,2	0,362	1,775	1,784	0,995	0,005	$\frac{\Delta C}{C} = 0,4\%$
100	0,2	0,362	1,937	1,940	0,989	0,001	
			Среднее . .	—	1,000	$\pm 0,004$	
150	1,0	1,023	2,315	2,280	1,013	0,006	
150	1,0	1,023	2,325	2,302	1,010	0,003	$\frac{\Delta C}{C} = 0,5\%$
160	1,0	1,12	1,577	1,582	0,97	0,010	
160	1,0	1,12	1,810	1,795	1,007	0,000	
			Среднее . .	—	1,007	$\pm 0,005$	

5) достигнутая точность сравнения в условиях лаборатории к моменту измерений может считаться предельной.

В заключение необходимо указать, что при сравнении подвергались изменению все условия, от которых возможны случайные ошибки сравнения, как-то: перенос и передвижение камер, смена наблюдателей и операторов, дни и время наблюдений. Наличие чувствительной камеры-свидетеля является одним из наиболее важных условий для повышения точности сравнения.

?



## RECHERCHE EXPÉRIMENTALE SUR LA QUESTION CONCERNANT LA REPRODUCTION DU RÖNTGEN

Par I. V. Poroïkov et N. N. Arouev

(Résumé)

L'unité de mesure du rayonnement X fut établie en 1928 par le 2-me Congrès International des Radiologues. La reproduction de l'unité röntgen fut réalisée au Laboratoire Röntgenométrique de l'Institut de Métrologie et de standardisation de l'URSS („IMS“) conformément à la détermination adoptée par le Congrès.

Il est admis que la perte d'énergie, éprouvée par les rayons X sur le parcours l'  $W_0 - W = \Delta W = W_0 \mu l$ , lorsque  $\mu l \ll 1$  et  $\mu$  est le coefficient linéaire de l'affaiblissement des rayons X dans le milieu irradié. La diminution de l'énergie est causée par l'absorption et la dispersion des rayons, c'est-à-dire

$$\mu = \tau + \sigma$$

où  $\sigma$  est le coefficient linéaire de dispersion et  $\tau$  — le coefficient d'absorption.

En tenant compte de ce qu'une partie de l'énergie dispersive des rayons des longueurs d'ondes courtes constituera aussi une source de formation des électrons (électrons de rendement), nous avons

$$\sigma = \sigma_r + \sigma_s$$

où  $\sigma_r$  — la partie du coefficient total de dispersion, escomptant l'énergie des rayons dispersés.

Le coefficient total de la transformation des électrons sera

$$\gamma = \tau + \sigma_r$$

En mesurant la quantité d'électricité, générée dans une unité du volume irradié V, ou, ce qui revient au même, en déterminant le nombre des röntgens, nous mesurons la dose physique des rayons X dans l'air

$$D = \frac{\Delta W^1}{V} = \frac{\gamma \cdot W_0 \cdot l}{V};$$

où

$$\frac{\Delta W^1}{V} = c \frac{e \cdot i \cdot t}{V}$$

où:  $e$  — le travail de la formation d'une paire d'ions,

$i$  — la force du courant ionisant,

$c$  — la constante, dépendant seulement du choix des unités.

Pour les rayons de la longueur d'onde donnée  $\gamma$  et  $\varepsilon$  sont constants, en ce cas

$$D = \frac{c_1 i t}{V} \quad \text{et} \quad \frac{W_0}{V} = \frac{c_2 i t}{V}$$

$$\text{où } c_2 = \frac{c \cdot \varepsilon}{\gamma e}$$

le nombre des röntgens est donc proportionnel à l'énergie absorbée, ainsi qu'à l'énergie incidente des rayons X, de l'onde donnée  $\lambda - \gamma$  dépendant de  $\lambda$ , et  $\varepsilon$  ne dépendant pas de  $\lambda$  le coefficient  $c_2 \neq \text{const.}$  pour les rayons de longueurs d'ondes différentes; il s'en suit que l'unité röntgen constitue non la mesure de l'énergie incidente des rayons X, mais bien la mesure de la densité volumétrique de l'énergie, absorbée par l'air des rayons.

Le rapport entre les courants ionisants de la même chambre donne pour les  $\lambda$  différentes non le rapport des intensités des rayons, mais le rapport des puissances des doses physiques

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{I_1 \gamma_1}{I_2 \gamma_2} = \frac{P_1}{P_2}$$

L'établissement du röntgen dépend de la réalisation de trois conditions physiques:

- 1) la mesure doit être effectuée à un courant de saturation dans la chambre d'ionisation;
- 2) il est indispensable de réaliser un rendement complet de l'énergie des électrons;
- 3) l'influence des parois de la chambre d'ionisation doit être éliminée.

La reproduction du röntgen fut effectuée à l'aide d'une chambre cylindrique. Une chambre d'ionisation spéciale fut employée pour le contrôle de la constance du rayonnement du tube X. Le courant ionisant, obtenu dans la chambre pour la reproduction du röntgen, fut mesuré par la méthode de compensation à l'aide d'un ionisateur en uranium. Le courant du ionisateur en uranium pouvait être modifié de  $10^{-11}$  à  $22,10^{-11}$  A. Les chambres étaient alimentées par une tension de 550 V, ce qui garantissait l'obtention du courant de saturation.

Les paramètres de la chambre étudiée étaient changés dans les limites suivantes — le diamètre de 25 à 10 cm, les électrodes de mesure de 8 à 25 cm et le diamètre de la fenêtre d'entrée de 0,2 à 0,8 cm.

Les mesures effectuées établirent que le diamètre de la chambre étant de 25 cm, la marche de la longueur d'onde des rayons manquait, c'est-à-dire que le rendement total de l'énergie des électrons

était réalisé. L'influence de la substance formant les parois, ne fut pas étudiée, la littérature röntgénologique étant déjà suffisamment riche en investigations relatives à cette question.

En tenant compte de tous les facteurs, influençant la précision de la reproduction du röntgen, la précision de la valeur absolue de l'unité est établie à 1,2<sup>0</sup>/<sub>0</sub>.

L'unité reproduite du röntgen fut comparée à l'unité établie en Allemagne à l'aide de l'instrument Küstner, gradué d'après le röntgen, adopté par la P. T. Reichsanstalt.

Comme l'ont démontré les résultats des comparaisons, la valeur moyenne pour le rapport des puissances des doses, mesurées dans la chambre de l'IMS— $P_H$  et la chambre de Küstner— $P_K$ , est pour le même rayonnement  $c = \frac{P_H}{P_K} = 1,005 \pm 0,005$ , c'est-à-dire que les unités du röntgen, reproduites par les deux chambres, coïncident dans les limites de la précision des mesures.

## ЭТАЛОННОЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ ЕДИНИЦЫ РЕНТГЕН

И. В. Поройков

В области рентгеновских лучей основной энергетической мерой является физическая доза лучей в воздухе, или, что то же, объемная плотность поглощенной воздухом энергии излучения. Единица этой физической дозы — рентген — представляет собой объемную плотность поглощенной энергии рентгеновских лучей, при которой в результате полного ионизационного действия в воздухе при 0° и давлении 760 мм ртутного столба образуются заряды в одну электростатическую единицу каждый, на 1 см<sup>3</sup> освещаемого объема.

Из смысла приведенного определения единицы рентген следует, что осуществление эталона для рентгеновских лучей возможно лишь путем установления эталонного измерительного устройства, отдельные части которого подвергаются систематическим сличениям с эталонами ряда основных единиц.

Как бы тщательно ни были проведены в различных лабораториях непосредственные измерения одной и той же мощности физической дозы или дозы излучения в воздухе, оценка результатов измерений в рентгенах может оказаться различной вследствие целого ряда причин.<sup>1</sup>

Чтобы выразить измеренную величину в рентгенах, необходимо знать: измерительный ионизационный объем воздуха нормальной плотности в кубических сантиметрах и отделяемый за некоторое время в воздухе ионизационной камеры заряд, в абсолютных электростатических единицах количества электричества.

Это означает, что единицы массы, длины, температуры, емкости (или электрического сопротивления), электродвижущей силы и времени, являются теми элементами, на которых базируется воспроизведение единицы рентген.

Если даже допустить, что сличение главнейших единиц лабораторий в данный момент выполнено, то все же, при отсутствии специальных метрологических наблюдений, спустя некоторое время, найденные соотношения могут быть нарушены и тем самым потеряно единство единиц измерений рентгеновского излучения.

<sup>1</sup> L. S. Taylor. Bureau of Standards Journal of Research 8, 9, 1932.

Следует также заметить, что при непосредственных воспроизведениях измерений физической дозы в рентгенах необходимо введение поправок на ослабление энергии излучения вдоль пути лучей в камере. Эти поправки не могут способствовать единству значения рентгена в различных местах, поскольку неизвестно истинное значение коэффициента ослабления смешанного излучения в воздухе. Значения  $\frac{R}{\rho}$  для различных длин волн, приведенные в литературе рядом авторов,<sup>1</sup> могут вызвать расхождение в поправочном множителе до 0,5%.

Из сказанного вытекает необходимость иметь в СССР, наряду с эталонами других величин, также и эталон рентгена, в виде измерительного устройства, воспроизводящего эту единицу.

Проблему сохранности и неизменяемости во времени наиболее надежно может разрешить групповой эталон из одинаковых измерительных устройств, каждое из которых удовлетворяет требованиям метрологической точности.

Существенно важным в конструкции эталона является обеспечение сохранности величины измерительного ионизационного объема и единицы количества электричества, так как прочие величины; температура, давление воздуха, электрический потенциал на электродах и время, всегда могут быть установлены с достаточной точностью без нарушения цельности эталона и риска изменений функционирования приборов за время транспорта.

Анализ различных типов ионизационных камер позволяет заключить, что неизменность ионизационного объема более всего обеспечивается в цилиндрической камере со стенками из прочного непроницаемого для рентгеновских лучей материала и входным отверстием, ограниченным твердым неокисляющимся металлом с большим атомным номером.

Что касается измерения количества электричества образованного при ионизации воздуха в камере, то для целей эталонирования наиболее благоприятным является компенсационный метод по Таунсенду.

Этот метод, как нулевой, свободен от трудно учитываемых ошибок на утечку через изоляцию, не требует определений емкости измерительной системы и градуировки электрометра и кроме того обладает высокой чувствительностью.

Однако случайные причины, возможные при длительном хранении и употреблении сложного устройства, могут быть устранены лишь при наличии группы таких измерительных систем с частями, вполне тождественными и легко контролируемыми.

При этом становится возможным не только сохранение постоянства меры, но также и систематическое наблюдение за жизнью эталона.

<sup>1</sup> L. Grebe u K. Nitzge. Tab. z. Dosier. Röntg. 1930; H. Küstner F. a. d. g. d Röntg. 15, 603, 1929 г.; S. J. M. Allen Phys. Rev 27. 266/907. 1926.

Групповой эталон, воспроизводящий единицу рентген, следовательно должен содержать группу ионизационных камер и группу эталонных конденсаторов постоянной емкости.

Однако для достижения метрологической точности к генератору рентгеновских лучей должны быть предъявлены также особые требования в смысле стабильности

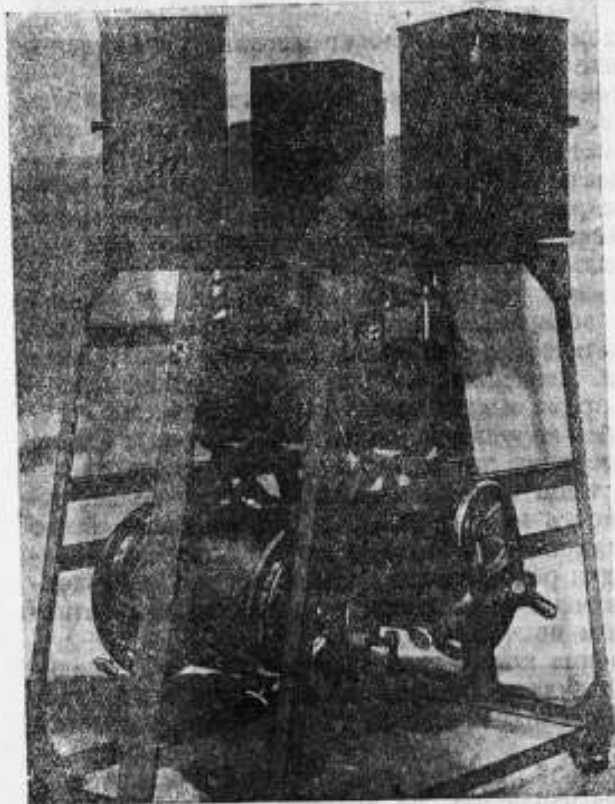


Рис. 1. Общий вид группового эталона измерительных устройств для воспроизведения единицы рентген.

работы. Хотя по современному состоянию аппаратостроения еще нельзя рассчитывать на точное повторение режима генерирования рентгеновских лучей, однако возможно и достаточно достичь стабильности режима за время производства измерений, путем питания аппарата от специального агрегата с источником электрической энергии в виде аккумуляторной батареи. Это мероприятие устраняет один из существенных источников ошибок, понижающих точность измерений, именно колебание напряжения в сети.

Наблюдение за постоянством режима будет обеспечено, если групповой эталон снабжен камерой-свидетелем высокой чувствительности с гальванометрической регистрацией силы ионизационного тока.

Число „элементов“, входящих в групповой эталон, должно быть не менее трех, чтобы во время проверки одного из них по основным эталонам оставалась группа из двух „элементов“, обеспечивающая сохранность воспроизводимой меры.

В то же время это число „элементов“ и достаточно, так как оно допускает девять различных комбинаций измерительного устройства, что вполне обеспечивает наблюдение за сохранностью отдельных частей группового эталона.

Все перечисленные соображения легли в основу конструкции группового эталона, устанавливаемого в рентгенометрической лаборатории Всесоюзного института метрологии и стандартизации.

Общий вид прибора показан на рис. 1.

Три одинаковых цилиндрических камеры с внутренним диаметром  $D = 30$  см и длиной  $L = 50$  см расположены на горизонтальном валу так, что при вращении этого вала каждая из них последовательно и автоматически занимает одно и то же положение, отвечающее рабочему месту (верхнее положение на рис. 1). Камеры имеют защитные стенки из свинцового слоя толщиной  $\delta = 4$  мм и освинцованные ввинчивающиеся диафрагмы с круглыми входными отверстиями диаметром  $d = 8$  мм, ограниченными платиновыми втулками.

Все параметры камер и их конструкция установлены на основании опыта 4-летней эксплуатации нормальной установки лаборатории, воспроизводящей единицу рентген.

Вокруг вертикальной оси, укрепленной в верхней части трапециевидального каркаса, вращается диск, на котором симметрично расположены три освинцованных футляра для конденсаторов и электрометров.

При вращении диска каждый из футляров автоматически занимает одно и то же положение, отвечающее рабочему месту.

Сочленение электрометрического устройства с камерой производится с помощью кремольеры, обеспечивающей постоянство контакта.

Эталонные емкости выполнены по типу плоских конденсаторов с янтарной изоляцией и имеют специальную конструкцию, предусматривающую длительное хранение.

Распределительное устройство смонтировано на боковой поверхности каркаса.

Групповой эталон помещен в застекленной кабине, примыкающей к освинцованной будке для трубки, и может плавно перемещаться по рельсам, уложенным в отдельном фундаменте, для предохранения от тряски, вызываемой уличным движением.

В качестве генератора рентгеновского излучения предназначена трубка фирмы А. Е. С. с массивным анодом и открытым спиральным фокусом, питаемая от аппарата с постоянным напряжением до 200 кВ. Электрическая энергия заимствуется от специального мотор-генератора, работающего от институтской аккумуляторной батареи.

Групповой эталон в настоящее время еще находится в стадии испытаний, однако уже по имеющимся данным можно судить о той точности, которая может быть достигнута в сохранении постоянства меры рентгеновского излучения.

Так если  $P$  есть мощность физической дозы в воздухе, выраженная в  $\frac{r}{\text{сек}} \cdot V_1, V_2$  и  $V_3$ , измерительные ионизационные объемы

камер и  $C_1, C_2, C_3$  — емкости эталонных конденсаторов, то, оставляя электрометрическое устройство одним и тем же, но подводя различные камеры, будем иметь:

$$P_1 = K_1 \cdot \frac{C_1 \cdot \Delta U_1}{t_1 \cdot V_1} \quad \text{и} \quad P_2 = K_2 \cdot \frac{C_1 \cdot \Delta U_2}{t_2 \cdot V_2}$$

где  $K_1$  и  $K_2$  — поправочные множители на температуру, давление и поглощение лучей вдоль пути в камере. Если режим генерирования остается неизменным, т. е.  $P_2 = P_1$  и  $K_2 = K_1$ , то при условии  $\Delta U_1 = \Delta U_2$  получим:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{t_2}{t_1}$$

Время компенсации заряда при одном и том же электрометрическом устройстве обратно пропорционально фактическим измерительным ионизационным объемам камер группового эталона.

При выборе соответствующих электрических условий генерирования режим может быть поддержан постоянным с точностью до  $\pm 0,1\%$  по показанию гальванометра камеры-свидетеля. Неизменность  $\Delta U$  легко сохранить с точностью  $\pm 0,05\%$ .

Ошибка в отсчете времени компенсации не превысит  $\pm 0,05\%$ . Таким образом соотношение между фактическими ионизационными объемами, найденное из непосредственных измерений, может измениться не более чем на  $\pm 0,2\%$ .

Оставляя постоянной одну из камер, но заменяя электрометрическое устройство, согласно сказанному ранее, при неизменном режиме будем иметь

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{t_1}{t_2}$$

т. е. соотношение эталонных емкостей, найденное из непосредственных измерений путем сравнения с основными эталонами, также может измениться не более чем на  $\pm 0,2\%$ .

В таком случае значение воспроизводимой меры, а значит и единицы рентген, найденное как среднее из 9 серий наблюдений, будет сохранено с точностью большей чем  $\pm 0,4\%$ , причем наиболее вероятной ошибкой можно думать будет  $\pm 0,2\%$  от измеряемой величины. Результаты исследования группового эталона составят предмет специального сообщения.



## LE DISPOSITIF—ÉTALON DE MESURE POUR LA REPRODUCTION DE L'UNITÉ DU RÖNTGEN

Par I. V. Poroïkov

(Résumé)

L'article actuel est une communication préalable sur le dispositif-étalon de mesure des rayons X. L'unité énergétique fondamentale du rayonnement X est représentée par l'unité de la dose physique des rayons dans l'air — le röntgen. L'étalonnage du röntgen n'est rendu possible que par l'établissement d'un dispositif-étalon de mesure.

Les éléments les plus importants, comme conservation, d'un dispositif pareil sont le volume ionisant de mesure de la chambre et une certaine capacité — étalon. Ce problème est résolu sûrement et commodément par un groupe-étalon consistant de plusieurs chambres d'ionisation identiques et de plusieurs condensateurs également identiques. Trois ensembles de dispositifs de mesure forment un nombre suffisant, mais indiminuable d'éléments du groupe-étalon. La conservation de l'unité de mesure reproduite est réalisable, ainsi que le contrôle de la conservation des divers éléments de ces dispositifs. On peut présumer que la reproduction de l'unité sur le groupe-étalon, établi à l'Institut de Métrologie et de standartisation de l'URSS, sera de l'ordre de 0,2%.

## К ВОПРОСУ О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ ЕДИНИЦАМИ РЕНТГЕН, ВОСПРОИЗВЕДЕННЫМИ В РАЗЛИЧНЫХ ЛАБОРАТОРИЯХ СОЮЗА

И. В. Поройков и Н. Н. Аруев

После принятия II Международным конгрессом радиологов в Стокгольме (1928 г.) единицы „рентген“ для энергетических измерений рентгеновского излучения, в ряде лабораторий Союза были предприняты работы по непосредственному воспроизведению этой единицы.

Результаты работ были доложены на I Всесоюзной рентгено-технической конференции 1931 г., причем было высказано пожелание о производстве сравнений воспроизведенных единиц с единицей, установленной в рентгенометрической лаборатории Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии и стандартизации.

Такое сравнение было осуществлено в 1933—1934 г. со стороны Государственного института рентгенологии Наркомздрава (ГРИ—Москва) и встречно ВИМС (Ленинград).<sup>1</sup>

Целью настоящего сообщения является рассмотрение результатов этого и аналогичных сравнений с метрологической точки зрения. За длительный период до сравнения единиц были произведены исследования о влиянии отдельных факторов на точность сравнения показаний измерительных устройств.

Нужно отметить, что сличение единиц рентген, воспроизведенных в пределах одной страны и в разных странах, уже производилось за границей в период времени до 1932 г.

Так, например, в Германии „рентген“, воспроизведенный Кюстнером в Геттингене, был сравнен с той же единицей, установленной в Физико-техническом институте в Берлине, и совпал с точностью  $\pm 0,5\%$ .

В 1931 г. имело место сравнение единиц нескольких стран (США, Англия, Франция, Германия), которое было осуществлено Тейлором при его поездке в Европу с специальным переносным прибором в качестве прибора посредника. Это сравнение охватило Бюро стандартов в Вашингтоне (В. S.), с одной стороны, и Национальную физическую лабораторию в Теддингтоне (N. P. L.),

<sup>1</sup> Подробный отчет об условиях и результатах сравнения имеет быть напечатанным совместно с сотрудниками ГРИ: Я. Л. Шехтман и Л. Р. Брокш.

а также Физико-технический институт (P. T. R.) в Берлине, с другой.<sup>1</sup>

Хотя во всех этих лабораториях независимо друг от друга была воспроизведена формально одна и та же единица, именно „международный рентген“, однако из опубликованного материала<sup>2</sup> вытекает, что независимые единицы не всегда определяют одну и ту же физическую дозу рентгеновских лучей в воздухе.

Так, например, при сравнениях в N. P. L. оказалось, что расхождения установленных единиц достигают 6% и только в результате тщательного исключения источников ошибок и введения соответствующих поправок удалось достичь совпадений с точностью 0,9%. Эти ошибки заключались в различии меры количества электричества (различие компенсаторов 1,47%), в различии оценки измерительного ионизационного объема и различии поправок на ослабление излучения вдоль пути лучей в воздухе камеры.

Из этого примера вытекает важность сличения единицы рентген, воспроизведенной в различных лабораториях Союза с единицей, установленной в рентгенометрической лаборатории ВИМС, и, как будет видно ниже, необходимость создания и хранения эталонного устройства, воспроизводящего „рентген“ и обеспечивающего единство меры в стране.

Сличение единиц рентген ГРИ и ВИМС производилось в следующей последовательности.

Показания нормальной установки ГРИ с помощью прибора посредника (камера по Кюстнеру № 151), принадлежащего ГРИ, сравнивались с показаниями нормальной установки в ВИМС на 4 излучениях (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

Время и место сравнения	$U_m$ в kV	Толщина фильтра $\delta$ в мм	$\Delta C_{Si}$ в мм	$\frac{P}{r}$ в мин	Поправочный множитель ВИМС на ослабление в воздухе для $L = 27$ мм	$\frac{P_{ВВ}}{P_{Г-151}}$
С 9/V по 15/V 1933 г. . . . .	80	0,5 Al	0,063	1,60	1,0093	0,987
В ВИМС . . . . .	120	0,25 Cu + 0,5 Al	0,380	1,82	1,0030	0,984
	140	0,5 Cu + 0,5 Al	0,700	1,87	1,0024	1,000
Ленинград . . . . .	160	1,0 Cu + 0,5 Al	1,120	1,70	1,0020	0,990
					Среднее	0,990

<sup>1</sup> Сравнение производилось также с эталоном французской единицы рентген (Solomon) в Сент-Антуанском госпитале в Париже.

<sup>2</sup> L. S. Taylor. Bureau of Standards Journal of Research. 8, 9, 1932.

Прибор-посредник сравнивался с нормальной установкой ГРИ до и после поездки на 3 излучениях (табл. 2).

Т а б л и ц а 2

Время и место сравнения	$U_m$ в kV	Толщина фильтра $\delta$ в мм	$\Delta Si$ в мм	Поправочный множитель ГРИ на ослабление в воздухе для $L = 25$ см	$\frac{P_{ГР}}{P_{k-154}}$
До 20/V—7/V 1933 г. .	80	0,5 Al	0,04	1,0157	1,006/0,991
После 23/V — 27/V 1933 г. . . . .	125	0,24 Si + 0,5 Al	0,38	1,0065	1,001/0,994
В ГРИ Москва . . .	170	0,8 Si + 3,0 Al	1,13	1,0057	1,007/1,005
				Среднее	1,001

В следующей поездке показания нормальной камеры ВИМС с помощью прибора-посредника (камера по Кюстнеру № 154), принадлежащего ВИМС, сравнивались с показаниями нормальной установки в ГРИ на 5 излучениях (табл. 3).

Т а б л и ц а 3

Время и место сравнения	$U_m$ в kV	Толщина филь- тра $\delta$ в мм	$\Delta Si$ в мм	$\rho$ в $\frac{r}{\text{мин}}$	Поправочный множитель ГРИ на ослабление в воздухе для $L = 32$ см	$\frac{P_{ГР}}{P_{k-154}}$
5/III—7/III 1934 г. .	80	1,0 Al	1,94 Al = = 0,063	~ 0,7	1,0152	1,004
В ГРИ Москва	100	0,24 Si + 0,5 A	0,25	~ 0,5	1,0095	0,997
	125	0,24 Si + 0,5 A	0,425	~ 0,8	1,0082	0,999
	125	0,5 Si + 1,5 A	0,53	~ 0,55	1,0078	0,995
	175	0,8 Si + 3 A	0,98	~ 0,6	1,0067	0,998
				Среднее		0,999

Прибор-посредник сравнивался с нормальной установкой ВИМС до и после поездки на 4 излучениях (табл. 4).

Таблица 4

Время и место сравнения	$U_m$ в kV	Толщина филь- тра $\delta$ в мм	$\Delta Si$ в мм	$P$ в $\frac{r}{\text{мин}}$	Поправочный множитель ВИМС на ослаб- ление в возду- хе для $L = 27 \text{ см}$	$\frac{P_{\text{к-151}}}{P_{\text{к-154}}}$
До 15/1 — 15/II 1934 г. . . . .	100	0,2 Cu + 0,5 Al	0,2	1,8	1,0035	0,990/0,987
После 21/III 1934 г.	120	0,5 Cu + 0,5 Al	0,53	1,45	1,0026	0,997/0,998
В ВИМС Ленинград	140	1,0 Cu + 0,5 Al	0,90	1,45	1,0023	0,997/0,998
	160	1,3 Cu + 0,5 Al	1,25	1,8	1,0020	1,000/0,989
					Среднее	0,995

Наконец показания обоих приборов посредников были сравнены друг с другом при 3 режимах (табл. 5).

Таблица 5

Время и место сравнения	$U_m$ в kV	Толщина филь- тра $\delta$ в мм	$\Delta Si$ в мм	$P$ в $\frac{r}{\text{мин}}$	$\frac{P_{\text{к-151}}}{P_{\text{к-154}}}$
С 7/V по 9/V 1934 г. . . . .	100	0,24 Cu + 0,5 Al	0,25	~ 0,50	1,003
В ГРИ Москва . . . . .	125	0,5 Cu + 0,5 Al	0,55	~ 0,55	1,000
	175	0,8 Cu + 3,0 Al	0,98	~ 0,60	0,999
				Среднее	1,001

Из сопоставления всех вышеприведенных данных обоих этапов сравнения следует, что соотношение между единицей ВИМС и единицей ГРИ определяется в среднем как 1,007 при точности сравнений 0,5%. Расхождение в 0,2% за пределами погрешности находит себе объяснение в различии величины поправок, принятых ВИМС и ГРИ на ослабление энергии лучей в воздухе камер при непосредственных воспроизведениях измерений в рентгенах.

Действительно, если сопоставить поправочные множители  $K_L^1$ , отнесенные к расстоянию 30 см, согласно формулы поправки

$$K_L = 1 + \mu L$$

ВИМС, ГРИ, а также Кюстнера, то получим данные, приведенные в табл. 6.

Таблица б

$\Delta Cu$ в м.м.	$\lambda_{eff}$ в Å	В И М С			Г Р И			Кустнер			Рассчитная $\frac{\tau + \sigma_r + \frac{\sigma_i}{2}}{\mu - \rho}$		
		$L$ в с.м.	$K_L$	$\mu$	$K'_L$	$L$ в с.м.	$K_L$	$\mu$	$K'_L$	$L$ в с.м.		$K'_L$	$\mu$
0,040	0,500	—	—	—	—	25	1,0157	$6,5 \cdot 10^{-4}$	1,0186	—	—	—	$5,4 \cdot 10^{-4}$
0,063	0,430	27	1,0080	$3,3 \cdot 10^{-4}$	1,0100	31	1,0152	$4,9 \cdot 10^{-4}$	1,0147	—	—	—	—
0,072	0,410	—	—	—	—	—	—	—	—	30	1,007	$2,3 \cdot 10^{-4}$	—
0,076	0,400	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	$3,3 \cdot 10^{-4}$
0,170	0,300	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	$2,3 \cdot 10^{-4}$
0,250	0,265	—	—	—	—	31	1,0095	$3,0 \cdot 10^{-4}$	1,0092	—	—	—	—
0,300	0,240	—	—	—	—	—	—	—	—	30	1,0035	$1,2 \cdot 10^{-4}$	—
0,380	0,226	27	1,0030	$1,1 \cdot 10^{-4}$	1,0033	25	1,0065	$2,7 \cdot 10^{-4}$	—	—	—	—	—
0,425	0,218	—	—	—	—	31	1,0082	$2,6 \cdot 10^{-4}$	1,0080	—	—	—	—
0,530	0,200	—	—	—	—	31	1,0078	$2,5 \cdot 10^{-4}$	1,0076	—	—	—	—
0,580	0,190	—	—	—	—	—	—	—	—	30	1,0026	$0,87 \cdot 10^{-4}$	—
0,700	0,180	27	1,0024	$0,9 \cdot 10^{-4}$	1,0027	—	—	—	—	—	—	—	—
0,820	0,163	—	—	—	—	—	—	—	—	30	1,0023	$0,77 \cdot 10^{-4}$	—
0,980	0,157	—	—	—	—	31	1,0067	$2,2 \cdot 10^{-4}$	1,0065	—	—	—	—
1,12	0,145	27	1,0020	$0,74 \cdot 10^{-4}$	1,0022	—	—	—	—	—	—	—	—
1,13	0,142	—	—	—	—	25	1,0057	$2,3 \cdot 10^{-4}$	1,0068	—	—	—	—
1,25	0,140	27	1,0020	$0,74 \cdot 10^{-4}$	1,0022	—	—	—	—	—	—	—	—
1,75	0,120	—	—	—	—	—	—	—	—	30	1,0016	$0,53 \cdot 10^{-4}$	—
2,35	0,100	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	$0,7 \cdot 10^{-4}$

Результаты подсчета подтверждаются данными Wilhelm H. по этому вопросу (Z. f. techn. Physik 1, 2, 1935 г.)

Из данных табл. 6 следует, что поправочный множитель, принятый ГРИ, больше множителя, принятого ВИМС, и тем более Кюстнером на 0,4 — 0,5% для всех излучений.

Если следовательно унифицировать поправки, вводимые на ослабление в воздухе, то соотношение между единицами будет 1,002 при точности сравнений 0,5%, т. е. получим полное совпадение единиц в пределах точности измерений.

Касаясь вопроса о том, какую из поправок следует принять, необходимо несколько подробнее их проанализировать. Конечно, возможно избежать расхождений путем какого-либо соглашения, однако с метрологической точки зрения необходимо, чтобы эта поправка была по возможности близка к действительному значению, тем более, что выбор ее влияет на величину воспроизводимой единицы „рентген“, а значит и на единство меры в международном смысле.

Поправка, вводимая ГРИ, базируется на несколько упрощенных подсчетах ослабления энергии лучей в камере. Она сводится к нахождению эффективного коэффициента ослабления излучения в меди по слою половинного ослабления

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{0,69}{\Delta_{\text{Cu}}}$$

далее к определению эффективной длины волны излучения по значению  $\mu_{\text{eff}}$  из табл. Гребе и Нитцге<sup>1</sup> и наконец к выбору из тех же таблиц по  $\lambda_{\text{eff}}$  линейного коэффициента ослабления излучения в воздухе.

Способ этот нельзя признать удовлетворительным для ответственных измерений.

В самом деле, в нем принято, что не только поглощенное, но и рассеянное излучение вдоль пути лучей в камере до середины измерительного электрода не оказывает влияния на измеряемый ионизационный эффект, так как  $\mu = \tau + \sigma$  вдали от границ поглощения.

Это допущение было бы справедливо по отношению к измерительному ионизационному объему (рис. 1), т. е. объему воздуха, ограниченному пучком первичных лучей и измерительной длиной электрода, если бы этот объем был отделен стенкой от окружающей среды, но непригодно для больших цилиндрических

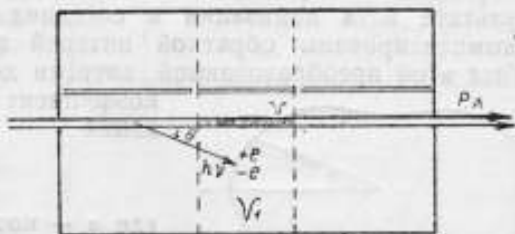


Рис. 1.  $V$  — измерительный ионизационный объем цилиндрической камеры с защитными электродами;  $V_1$  — ионизационный объем воздуха камеры;  $h\nu$  — кванта рассеянного излучения, производящая ионизацию газа в объеме  $V_1$ .

<sup>1</sup> L. Grebe и K. Nitzge. Tabellen zur Dosierung der Röntgenstrahlen. Strahlentherapie. 1930.

ионизационных камер. В них излучение, рассеянное по пути лучей в камере, несомненно обусловит частичную ионизацию в том объеме воздуха  $V_1$  (ионизационный объем), из которого фактически отводятся заряды на измерительный электрод, а значит будет влиять на измеряемый ионизационный эффект.

Таким образом поправка на ослабление лучей в воздухе камеры будет несомненно преувеличена, если в качестве коэффициента ослабления брать  $\mu = \tau + \sigma$ , как это сделано в подсчетах ГРИ (табл. Гребе и Нитцге).

На несколько других соображениях основана поправка, принятая ВИМС.

Безусловно не окажет влияния на измеряемый ионизационный эффект энергия излучения, которая будет поглощена до измерительного ионизационного объема, так как первичные или вторичные электроны, попавшие в ионизационный объем  $V_1$ , в результате акта ионизации в соседних объемах воздуха, будут скомпенсированы обратной потерей электронов из объема  $V_1$ . Учет этой преобразованной энергии должен быть сделан через коэффициент электронного преобразования

$$\gamma = \tau + \sigma_r$$

где  $\sigma_r$  — коэффициент отдачи Комpton-эффекта, определяемый из соотношения

$$\sigma_r = \sigma_0 \frac{\alpha}{(1 + 2\alpha)^2}$$

Рис. 2. Графическое изображение функции  $(1 + \cos^2 \theta)$  в полярных координатах.

причем  $\alpha = \frac{0,0242}{\lambda}$  для  $\lambda$  в  $\text{\AA}$  и  $\sigma = \sigma_r + \sigma_s = \sigma_0 \cdot \frac{1}{1 + 2\alpha}$

Значение коэффициента  $\sigma_0$  по классической теории рассеяния Томсона определяется из соотношения

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} LZ \frac{e^4}{m^2 c^4}$$

которое по Баркла приводит для массового коэффициента рассеяния в воздухе к значению  $\frac{\sigma_0}{\rho} = 0,19$ .

Значение коэффициента поглощения  $\tau$  может быть взято по данным Аллена, Глокера или Кюстнера.<sup>1</sup> (Для рассматриваемой области излучений все три значения совпадают в пределах точности измерений.)

Что касается рассеянного излучения, то исключение его, как было сказано выше, не может быть произведено путем введения всего коэффициента рассеяния  $\sigma$ , а должно учитываться некоторой частью его  $\sigma'_s = k \cdot \sigma$ , где  $k$  — правильная дробь.

<sup>1</sup> I. c.



Таким образом в поправочный множитель  $K_L$  должен входить не полный коэффициент ослабления

$$\mu = \tau + \sigma = \tau + \sigma_r + \sigma_s,$$

а некоторое активное значение его

$$\mu = \tau + \sigma_r + k\sigma_s,$$

При отыскании значения дроби  $k$  допустимо, в пределах точности измерений, не вычислять его по параметрам измерительного устройства, а исходить из более простых соображений общего характера.

Согласно классической теории рассеяния интенсивность лучей в направлении под углом к первичному пучку определяется как

$$I_\theta = \text{const. } I_0 (1 + \cos^2 \theta)$$

т. е. в полярных координатах представляется вполне симметричной кривой, как показано на рис. 3.

Опыт однако показывает, что этот закон распределения интенсивности рассеянного излучения в газах справедлив лишь для элементов с низким атомным номером (например  $H_e$  и  $H_2$ ) и в области изучений средней жесткости.

Так по исследованиям Марка и Шокена<sup>1</sup>, а также Барретт<sup>2</sup>, при мягких и жестких излучениях интенсивность лучей в направлении близком к направлению первичного пучка (малые углы  $\theta$ ) всегда значительно больше, чем в обратных (большие углы  $\theta$ ). В первом случае влияет интерференция лучей, рассеянных электронами в молекуле, во втором — играет роль

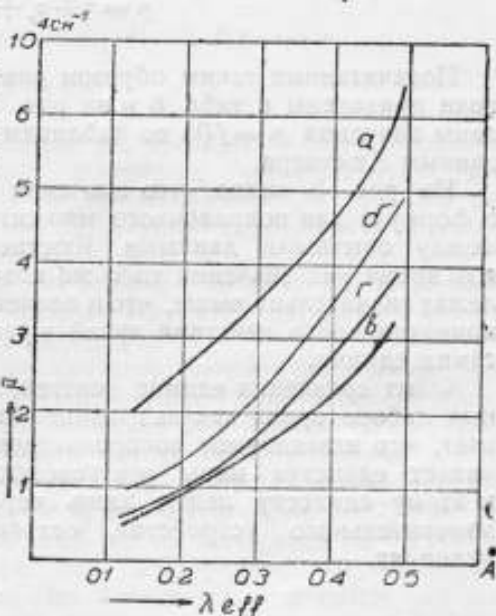


Рис. 3. Активное значение коэффициента ослабления и излучения в воздухе камеры.  
а) по Grebe и Nitzge, принятое ГРИ,  
б) расчетное значение  $\mu = \tau + \sigma_r + \frac{\sigma_s}{2}$ ,  
в) по опытным данным Küstner,  
г) значения, принятые ВИС.

К работе: зависимость ионизации воздуха под действием  $\alpha$  и  $\gamma$  излучения от давления и температуры.

<sup>1</sup> H. Mark и K. Schocken. Naturwissenschaft 15, 139, 1927.

<sup>2</sup> C. S. Barrett. Phys. Rev. 31, 1119, 1928.

Комптон-эффект (согласно Дюрак—Гордон  $I'_\theta = I_\theta \left(\frac{\nu'}{\nu}\right)^2$ <sup>1</sup>, где  $\nu'$  — частота рассеянных, а  $\nu$  — частота первичных колебаний).

Таким образом, для рассматриваемого случая, поскольку действующий угол  $\theta < \frac{\pi}{2}$ , допустимо принять значение  $k = 0,5$  (угол  $\theta_m < \frac{\pi}{2}$ , но  $I_\theta < \frac{\pi}{2} > I_\theta > \frac{\pi}{2}$ ), так что активное значение коэффициента ослабления  $\mu$  будет

$$\mu = \tau + \sigma_r + \frac{\sigma_a}{2}$$

Подсчитанные таким образом значения  $\mu$  для различных длин волны приведены в табл. 6 и на рис. 3 (кривая б), где кроме того даны значения  $\mu = f(\lambda)$  по таблицам *G* и *N*, а также по опытным данным Кюстнера.

Из рис. 3 видно, что значения коэффициента ослабления  $\mu$  в формуле для поправочного множителя, принятые ВИМС, лежат между опытными данными Кюстнера и расчетными данными, в то время как значения того же коэффициента по Гребе и Нитце лежат значительно выше, что и влечет за собой различие в оценке ионизационного действия лучей в рентгенах, а значит и различие самих единиц.

Опыт сравнения единиц рентген, воспроизведенных в различных лабораториях как за границей, так и у нас в СССР, показывает, что независимое воспроизведение этой единицы не обеспечивает единства меры рентгеновского излучения и что путь к этому единству лежит лишь через установление эталонного измерительного устройства, сохраняемого в метрологических условиях.

<sup>1</sup> P. A. M. Dirac. Proc. Roy Soc. London. III, 405, 1926. V. Gordon Zsf. Phys 40, 117, 1927.

SUR LE RAPPORT EXISTANT ENTRE LES UNITÉS DU RÖNTGEN,  
REPRODUITES DANS LES DIFFÉRENTS LABORATOIRES DE  
L'U. R. S. S.

Par I. V. Poroikov et N. N. Arouev

(Résumé)

L'article actuel contient l'analyse des résultats de la comparaison de l'unité „röntgen-international“ reproduite, indépendamment l'un de l'autre, par le Laboratoire Röntgenométrique de l'Institut de Métrologie et de standardisation de l'URSS („IMS“ Léningrad) et l'Institut de Röntgénologie — I R (Moscou).

Une comparaison analogue fut effectuée en 1931 par le Bureau of Standards (États Unis), le National Physical Laboratory (Angleterre) et la P. T. Reichsanstalt (Allemagne).

La divergence entre les unités des deux premiers des pays énumérés se trouva être de 6% et ce n'est qu'après l'introduction de toute une série de corrections, qui ne pouvaient être établies qu'en résultat de ces comparaisons, que l'unité désirée put être réalisée.

La comparaison des unités de l'IMS et de l'I R effectuée en 1933—34, donna une concordance d'une précision de  $\pm 0,7\%$  m, la précision des mesures étant de  $\pm 0,5\%$ . La divergence de 0,2% en dehors des limites d'erreur peut être conclusivement expliquée par la différence dans la grandeur des corrections, introduites par les laboratoires pour l'affaiblissement de l'énergie du rayonnement dans l'air sur le parcours des rayons dans la chambre.

Pour le calcul du coefficient de correction l'I R adopte la valeur totale du coefficient de l'affaiblissement dans l'air des rayons de la qualité donnée, empruntant sa valeur numérique aux tables de Grebe et Netzge. Un pareil calcul donne une valeur quelque peu excessive pour le coefficient de correction, car il est indubitable qu'une partie du rayonnement dispersé de la chambre cylindrique réalise elle aussi, en pénétrant dans le volume ionisant de l'air de la chambre, l'effet ionisant mesuré.

L'IMS adopta la valeur du coefficient de correction, située dans l'intervalle compris entre les données expérimentales de Küstner (l'instrument de Küstner servait d'instrument auxiliaire pendant les comparaisons) et la valeur calculée, conformément à la théorie de dispersion de Compton, l'affaiblissement du rayonnement par voie

de dispersion étant approximativement considéré comme causé, non par tout le coefficient de dispersion  $\sigma$ , mais par sa moitié seulement, ce que semble confirmer la théorie de dispersion et les nombreuses données expérimentales, rapportées dans la littérature röntgénologique.

La mise en parallèle des résultats de toutes ces comparaisons permet de conclure que, dans le domaine du rayonnement X, l'unique moyen, garantissant l'unité de la mesure dans un pays, est l'établissement d'un dispositif étalon de mesure et sa conservation dans des conditions métrologiques.

RECHERCHES SUR LES PROPRIÉTÉS OPTIQUES DES LIQUIDES

PAR M. J. B. J. VAN DER BEEK

PARIS, 1934, M. N. 100000

CHAPITRE I

1. Introduction. — Les propriétés optiques des liquides ont été étudiées

depuis longtemps par les physiciens et les chimistes. Les premières recherches ont été faites par Newton, qui a découvert que la lumière blanche est composée de plusieurs couleurs.

Plus tard, Fresnel a étudié la réflexion et la réfraction de la lumière à l'interface de deux milieux transparents.

Enfin, la dispersion de la lumière a été étudiée par de nombreux auteurs, dont Cauchy, Sellmeier et Lorentz.

La dispersion de la lumière est due à la dépendance de l'indice de réfraction avec la longueur d'onde de la lumière. Cette dépendance est généralement décrite par la formule de Cauchy.

La dispersion de la lumière est une propriété importante des milieux transparents. Elle est responsable de nombreux phénomènes optiques, tels que la formation de spectres continus et la dispersion de la lumière blanche.

Les recherches effectuées dans ce domaine ont permis de mieux comprendre les propriétés optiques des liquides et de développer des méthodes précises pour mesurer leur indice de réfraction.

## О ИОНИЗАЦИОННОМ ДЕЙСТВИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

К. К. Аглинцев

Успешное развитие рентгенометрии очевидно требует не только установления и уточнения основных понятий, разработки методов измерений и измерительных приборов, но также и развития расчетных методов.

Необходимость выполнения расчета может возникнуть как например для сравнения между собой экспериментальных данных, полученных в не вполне тождественной обстановке, так и для контроля результатов эксперимента или для предварительной оценки ожидаемого эффекта; наконец, могут иметь место обстоятельства, при которых вообще невозможно экспериментальное определение ионизационного действия — в этом случае расчет является единственно доступным методом.

Проблема расчета ионизационного действия рентгеновских лучей могла бы считаться решенной, если бы были даны формулы, позволяющие найти ионизационное действие в данной среде при любых условиях генерирования и фильтрации излучения в рабочем пучке любого сечения. Однако разрешение проблемы в общем виде наталкивается на столь существенные трудности, что представляется возможным развить лишь методы приближенного вычисления.

Вопрос об учете ионизационного действия неоднородного пучка рентгеновских лучей для случая малого сечения пучка был ранее разобран автором.<sup>1</sup> Так как суммарное действие неоднородного пучка получается путем суммирования действий от каждого отдельного, достаточно узкого спектрального интервала, то для разрешения задачи необходимо знать закон распределения энергии по непрерывному спектру рентгеновских лучей и уметь сравнивать между собою действия пучков рентгеновских лучей различной длины волны.

Если к рентгеновской трубке приложено постоянное напряжение  $U_0$ , то закон распределения энергии с достаточной точностью может быть представлен формулой Куленкам'фа:

$$Y_\lambda = C \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda^3}$$

где  $\lambda_0$  — граничная длина волны в непрерывном спектре.

<sup>1</sup> Аглинцев. Журн. „Прикладной физики“, 6, 1929 г. Журн. „Техн. физ.“, 1, 1931.

Если же к рентгеновской трубке приложено переменное напряжение  $U = U(t)$  и сила анодного тока через трубку изменяется по закону  $i = i(t)$ , то тогда по заданным функциям  $U(t)$  и  $i(t)$  распределение энергии может быть найдено по указанному автором методу.<sup>1</sup>

Итак пусть  $Y_\lambda d\lambda$  — интенсивность участка непрерывного спектра от  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$ ,  $h$  — толщина фильтра,  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления вещества фильтра для данной длины волны  $\lambda$  и  $\gamma(\lambda)$  — функция ионизационного действия, показывающая, какая часть энергии падающего рентгеновского излучения преобразо-

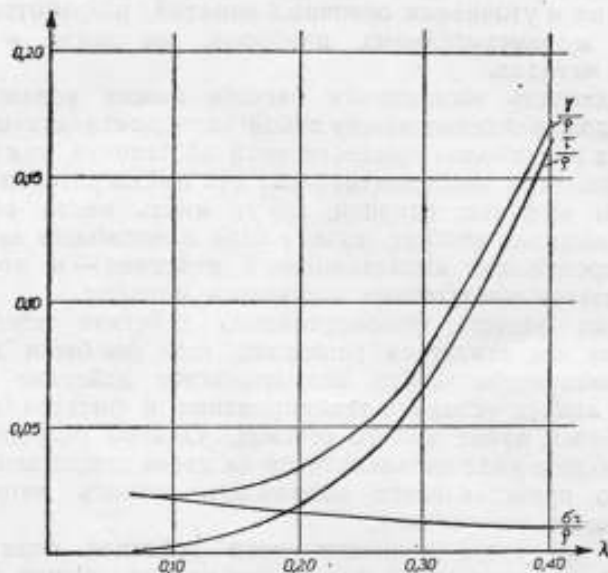


Рис. 1.

вываается в кинетическую энергию электронов в  $1 \text{ см}^2$  освещаемой среды.

Для поглощаемой  $1 \text{ см}^2$  в течение 1 сек. энергии получаем

$$W = \int_{\lambda_0}^{\infty} Y_\lambda e^{-\mu h} \gamma(\lambda) d\lambda$$

Аналитическое нахождение подобного интеграла крайне затруднительно. Для графического же его нахождения необходимо прежде всего построить кривую с ординатами  $Y_\lambda e^{-\mu h} \gamma(\lambda)$  и найти площадь этой кривой — полученное значение будет пропорционально ионизационному действию пучка лучей.

<sup>1</sup> (i. c.).

Само собою разумеется, что при построении кривой множитель  $e^{-\mu h}$  должен также учитывать поглощение в стекле трубки и в аноде рентгеновской трубки.

На рис. 1 и в табл. 1 дано значение функции  $\gamma(\lambda)$  для наиболее важного частного случая, когда освещаемой средой является воздух

$$\gamma(\lambda) = \tau(\lambda) + \sigma_r(\lambda)$$

Коэффициент поглощения  $\tau(\lambda)$  найден по формуле Аллена. Данные для  $\sigma_r(\lambda)$  могут быть найдены по формулам Клейн-Нишина, Дирака или Комптона (для приведенного в табл. 1 диапазона различие между этими формулами еще не велико).

Т а б л и ц а 1

$\lambda(\text{Å})$	$\frac{\tau}{\rho}$	$\frac{\sigma_r}{\rho}$	$\frac{\gamma}{\rho}$
0,06	0,0005	0,0238	0,0243
0,08	0,0011	0,0228	0,0239
0,10	0,0022	0,0211	0,0233
0,12	0,0039	0,0195	0,0234
0,16	0,0098	0,0171	0,0269
0,20	0,0188	0,0160	0,0348
0,24	0,0328	0,0137	0,0465
0,30	0,0655	0,0117	0,0772
0,40	0,1620	0,0095	0,1715

Применение указанного метода дает весьма удовлетворительные результаты для области спектра с  $\lambda \leq 0,40 \text{ Å}$ . В области более мягких лучей несколько труднее правильно ввести поправки на поглощение в антикатоде и в стекле трубки.

Особый интерес имеет применение данного метода в тех случаях, когда в разбираемый интервал спектра попадает полоса поглощения фильтра, как например при расчетах защитных устройств из свинца. В этом случае часто применяемый упрощенный метод расчета по эффективной длине волны совершенно неприменим и лишь данным методом возможно выполнение численных расчетов.

Наиболее существенным недостатком метода является то, что он, давая числа пропорциональные ионизационному действию, позволяет лишь сравнивать действия различных пучков; очевидно для получения же не относительных результатов, по крайней мере один из них должен быть сравнен с данными эксперимента.

Приведенный метод позволяет учесть ионизационное действие лишь от первичного излучения. Учет также и рассеянного излучения представляет значительные трудности и может быть доведен до конца лишь в некоторых частных случаях и поэтому представляет интерес разобрать также и вопрос о ионизационном действии пучка широкого сечения. На общность рассмотрения приходится наложить весьма существенное ограничение — рассматривать лишь однородное излучение.

Источник излучения — фокус рентгеновской трубки предполагается точечным; само излучение — однородным и постоянным во времени. На некотором расстоянии  $a$  от фокуса расположена освещаемая среда, пространство между фокусом и освещаемой средой предполагается заполненным слабо поглощающей и слабо рассеивающей средой (воздух). Для упрощения задачи допускается наличие оси симметрии в рабочем пучке, т. е. допускается, что вокруг оси распределение энергии излучения симметрично.

Начало координат совмещается с фокусом; о форме объема освещаемой среды никаких предположений не делается.

Предметом вычисления является нахождение уравнения для определения физической дозы рентгеновских лучей, т. е. нахождения поглощаемой единицей объема среды энергии рентгеновских лучей как функции координат точек объема. Очевидно в каждом элементе объема  $av$  среды поглощенная энергия будет складываться из двух частей: 1) от первичного излучения и 2) доходящих до данного элемента лучей, рассеиваемых всей остальной частью среды.

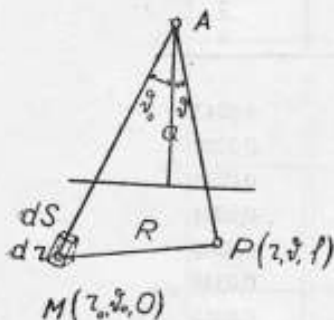


Рис. 2.

Относительно характера рассеяния мы делаем допущение, что рассеяние происходит равномерно по всем направлениям, и не учитываем происходящего вследствие Комpton-эффекта изменения качества излучения.

Для вычисления поглощенной энергии выбираем в освещаемой среде два элемента объема: первый около фиксированной точки  $M$ , второй — около переменной точки  $P$  (рис. 2).

Вводим обозначения:  $D_A(M)$  поглощаемая около точки  $M$  энергия первичного излучения, отнесенная к единице объема  $D_p(M)$  — поглощаемая единицей объема около точки  $M$  энергия рассеянных лучей, излучаемая элементом объема около точки  $P$ ,  $D(M)$  и  $D(P)$  — полное значение поглощаемой единицей объема около точек  $M$  и  $P$  энергии (т. е. физическая доза в этих точках).

$$\text{Очевидно } D(M) = D_A(M) + \Sigma_p D_p(M) \dots \dots \dots (1)$$



Определим величины  $D_A(M)$  и  $D_P(M)$ .

Обозначим через  $W_0$  энергию, излучаемую в единицу времени генератором рентгеновских лучей.

Поток энергии, проходящий через площадку  $dS$ , очевидно будет равен (рис. 2)

$$d\Phi = \frac{W_0 d\omega}{4\pi} e^{-\mu \left( r_0 - \frac{a}{\cos \vartheta_0} \right)},$$

где  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления среды,  $r_0$  — расстояние площадки  $dS$  от фокуса,  $\vartheta_0$  — угол, образуемый осью рабочего пучка и направлением падающего на  $dS$  луча,  $d\omega$  — телесный угол, под которым площадка  $dS$  видна из фокуса трубки.

Поглощенная элементом объема энергия будет очевидно

$$-\frac{\gamma}{\mu} \frac{d\Phi}{dr} dr + \gamma \frac{W_0 dw dr}{4\pi} e^{-\mu \left( r_0 - \frac{a}{\cos \vartheta_0} \right)}$$

так что

$$D_A(M) = \gamma W_0 \frac{e^{-\mu \left( r_0 - \frac{a}{\cos \vartheta_0} \right)}}{4\pi r_0^2} \dots \dots \dots (2)$$

Очевидно выражение для  $D_P(M)$  получится из выражения (2), если  $\left( r_0 - \frac{a}{\cos \vartheta_0} \right)$  заменить на расстояние  $R$  между точками  $M$  и  $P$  и  $W_0$  — на  $\frac{\sigma}{\mu} D(P) dv$ , где  $\sigma$  — линейный коэффициент рассеяния освещаемой среды, так что

$$D_P(M) = \gamma \frac{\sigma}{\mu} \frac{D(P)}{4\pi} \frac{e^{-\mu R}}{R^2} \dots \dots \dots (3)$$

Подставляя (2) и (3) в (1) и заменяя суммирование по всем точкам  $P$  объемным интегрированием по всему объему  $v$  освещаемой среды, получаем:

$$D(M) = \gamma \frac{W_0 e^{-\mu \left( r_0 - \frac{a}{\cos \vartheta_0} \right)}}{4\pi r_0^2} + \int_v \frac{\sigma \gamma}{\mu} \frac{D(P) e^{-\mu R}}{R^2} dv \dots \dots (4)$$

Уравнение (4) можно преобразовать, введя координаты точек  $M$  и  $P$ ; очевидно при введении сферических координат можно принять, что для фиксированной точки  $M$  циклическая координата  $\varphi = 0$ . Следовательно, вместо (4) имеем:

$$D(r_0, \vartheta_0) = \gamma \frac{W_0 e^{-\mu \left( r_0 - \frac{a}{\cos \vartheta_0} \right)}}{4\pi r_0^2} + \int_v \frac{\sigma \gamma}{\mu} \frac{D(r, \vartheta)}{4\pi R^2} e^{-\mu R} dv \dots (5)$$

$$R^2 = r_0^2 + r^2 - 2r_0 r (\cos \vartheta_0 \cos \vartheta + \sin \vartheta_0 \sin \vartheta \cos \varphi)$$

По своему виду уравнение (4), содержащее неизвестную функцию  $D$  как в левой части, так и под знаком интеграла, подходит к интегральным уравнениям типа Фредгольма; функция  $D$  есть функция двух переменных  $r, \theta$ , а ядро уравнения  $\frac{\sigma r e^{-\mu R}}{\mu R^2}$  от трех переменных  $r, \theta, \varphi$ . Решение уравнения представляет, несмотря на симметрию ядра относительно  $r_0, \theta_0$  и  $r, \theta$ , весьма существенные трудности, хотя и вызывает значительный интерес, так как уравнение (5) может рассматриваться как обобщение принципа Гюйгенса на случай поглощающей и рассеивающей среды.

## ACTION IONISANTE DES RAYONS X

Par C. C. Aglinzév

(Résumé)

Ce travail est consacré à l'examen du développement des méthodes de calcul, employées pour la détermination de l'action ionisante des rayons X.

L'auteur donne une table et un graphique de la fonction  $\gamma = \tau + \sigma$ , qui détermine la transformation de l'énergie des rayons X incidents en énergie d'électrons, ce qui est indispensable pour un calcul rapproché de l'action ionisante d'un faisceau étroit. Le coefficient linéaire d'absorption  $\tau$  fut trouvé d'après la formule d'Allen,  $\sigma$ , — une partie du coefficient de dispersion, déterminant l'énergie des électrons de rendement  $\sigma$ , — est calculée d'après la formule de Compton; pour l'intervalle spectral, étudié dans ce travail, cette dernière formule ne diffère pas sensiblement des formules de Dirak ou de Klein-Nishina.

Pour un cas général de l'action ionisante d'un faisceau de n'importe quelle section, l'auteur donne la déduction d'une équation intégrale déterminant la distribution de la dose physique d'un rayonnement primaire et dispersé. L'équation obtenue est intéressante en ce qu'elle peut être considérée comme l'expression mathématique du principe de Huyghens, étant donnée une substance absorbante et dispersive.

## ЗАВИСИМОСТЬ ИОНИЗАЦИИ ВОЗДУХА ПОД ДЕЙСТВИЕМ $\alpha$ И $\gamma$ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

А. А. Порфирьев

Настоящая работа была произведена в целях выяснения зависимости ионизации воздуха при различном давлении и температуре под действием уранового ионизатора и препарата радия С, применяемого в камере по Кюстнеру. Характер зависимости ионизации воздуха при различных состояниях давления и температуры важно знать для целей дозиметрии рентгеновских лучей, ибо при дозиметрии сравниваются ионизационные эффекты, создаваемые рентгеновскими лучами и лучами какого-либо радиоактивного вещества. Исследованию были подвергнуты два рода излучения, а именно:  $\alpha$  — излучение, испускаемое урановой окисью ( $U_3O_8$ ), нанесенной на пластинке, и  $\gamma$  — излучение, испускаемое радиоактивным препаратом ионизационной камеры по Кюстнеру. Выбор этих объектов для исследования обусловлен тем, что международная единица дозы рентгеновских лучей — рентген — воспроизводится в рентгенометрической лаборатории ВИМС при помощи „нормальной ионизационной камеры“, где компенсатором для измерения ионизационного тока по схеме Таунсенда, служит урановый ионизатор и камеры по Кюстнеру, где контрольным ионизатором служит препарат радия С.

В литературе имеется ряд работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию вопросов ионизации воздуха (и вообще газов) радиоактивным излучением.<sup>1</sup>

Специальное исследование зависимости ионизации воздуха от давления для целей дозиметрии рентгеновских лучей было произведено Кюстнером.<sup>2</sup> В этой работе авторы подвергли исследованию специально изготовленную большую и малую ионизационную камеру, урановый ионизатор от дозиметра Сименса и наперстковую камеру от ионтоквантиметра. Опыты производились при постоянной температуре  $24^\circ C$  и давление менялось в пределах от 465 до 1035 мм ртутного столба, т. е. плотность воздуха изменялась против нормальной от  $-39\%$  до  $+36\%$ . Эти пределы изменения значительно больше встречающихся на прак-

<sup>1</sup> G. Jaffe. Ann. d. Phys. (4) 42, 303, 1913 r. R. Seeliger. Phys. Z. 18. 326 1917.

<sup>2</sup> H. Habs u. Küstner. Strahlentherapie 34 B. 1929.

тике изменений плотности воздуха, ибо изменение плотности воздуха для определенного места средней Европы не превышает 14% (давление колеблется от 781,3 до 722,8 мм ртутного столба и температура в лабораторной обстановке от 15 до 30° С). В работе авторов получены следующие результаты:

1. При  $\beta$  и  $\gamma$  ионизации для малой и большой ионизационной камеры ток насыщения наступает уже при 600 V напряжения на камеру при давлении 1038 мм ртутного столба. С понижением давления насыщение наступает при меньшем потенциале.

При напряжении на камере свыше 1000 V могут наблюдаться токи утечки через изоляцию, что вносит ошибку в измерение, следовательно, подавать на камеру больше 1000 V нет смысла.

2. Сравнение  $\beta$  и  $\gamma$  ионизации при различных давлениях воздуха в большой и малой ионизационных камерах показало, что в пределах ошибок измерения

$$\frac{\beta \text{ ионизация}}{\gamma \text{ ионизация}} = \text{const.}$$

3. При условиях насыщения в камерах  $\beta$  и  $\gamma$  ионизация примерно прямо пропорциональна изменению плотности воздуха, и отступление от закона пропорциональности для большой ионизационной камеры лежит в пределах 0,6% для малой ионизационной камеры в пределах 1,2% при изменении плотности воздуха на 11% или, что то же самое, при увеличении высоты местности на 1000 м. Ионизация больше, чем это следует из закона пропорциональности. Для одной и той же местности при измерениях с большой ионизационной камерой отступление от закона пропорциональности лежит в пределах  $\pm 0,3\%$  для малой ионизационной камеры — в пределах  $\pm 0,6\%$  при изменении плотности на 5,5%.

4. При ионизации рентгеновскими лучами получена полная пропорциональность изменения ионизации с давлением воздуха как для большой, так и для малой ионизационной камеры.

5. Согласно определению мощности физической дозы на месте входного окна имеем:

$$P = K \frac{\text{Время радия}}{\text{Время рентгена}} \quad r/\text{min.}$$

Но так как изменение времени радия от изменения плотности воздуха, а также времени рентгена с известной точностью одно и то же, то в практических измерениях поправку на давление можно не вводить. Для точных же определений дозы надо измеренную мощность дозы увеличить на 0,6% для большой ионизационной камеры и на 1,2% для малой ионизационной камеры, при изменении плотности на 11% или для 1% изменения плотности соответственно на 0,055% и на 0,109%.

6. Для уранового ионизатора рентгенметра Сименса (так называемый „Dosismesser Siemens“) ток насыщения насту-

пает при 100 V для давления 748 мм ртутного столба. При 25 V ток на 7% меньше, чем ток насыщения, т. е. в этих пределах имеем медленный подъем кривой тока.

7. Для уранового ионизатора Сименса ионизация больше на 5% (в среднем), чем это следует из закона пропорциональности между ионизационным током и плотностью воздуха при изменении плотности на 1%. Таким образом для уранового ионизатора Сименса в среднем приходится вводить поправку на давление максимум  $\pm 2,5\%$ .

8. Для наперстковой камеры из материала эквивалентного воздуху, независимо от жесткости рентгеновских лучей, ионизация с достаточной точностью пропорциональна плотности воздуха, и отступление от закона пропорциональности лежит в пределах 0,03% при изменении плотности на 1%. Для практических рентгенметров, где точность измерения дозы  $\pm 5\%$ , эта поправка не имеет существенного значения. Для камеры из алюминия эта поправка велика и зависит от жесткости излучения, что ставит препятствие для применения таких наперстковых камер.

Результаты приведенной работы Кюстнера отвечают на вопрос зависимости ионизации от изменения плотности воздуха, но изменение плотности производилось только с давлением, температурные же изменения плотности приняты как аналогичные с изменением плотности от давления. Для уранового ионизатора в этом исследовании дано мало материала и нет ответа на вопрос: каким требованиям должен отвечать урановый ионизатор, чтобы его ионизационный ток изменялся примерно пропорционально давлению или вовсе не изменялся от давления.

В настоящей работе была исследована зависимость ионизации воздуха урановым препаратом от давления и температуры и попутно с этим определена также зависимость для  $\gamma$  излучения.

В качестве уранового ионизатора служила тонкая медная пластинка диаметром 74 мм, на которую с одной стороны нанесли окись урана. Этот препарат помещался между обкладками плоского конденсатора, одна из пластин которого соединялась с нитью струнного электрометра. Измерение ионизационного тока производилось по методу компенсации Таунсенда.

Для исследования брались два плоских конденсатора диаметрами 212 и 102 мм. Расстояние между обкладками конденсатора можно было менять в широких пределах (от 0 до 100 мм). Конденсаторы помещались в латунный цилиндрический сосуд, где производилось изменение давления от 790 до 100 мм ртутного столба. Этот же сосуд служил и электростатической защитой помещенных в нем приборов.

На рис. 1 дана общая схема установки для исследования ионизации  $\alpha$  — излучением от давления. Здесь А — цилиндрический медный сосуд с притертой стеклянной крышкой К из толстого стекла и выводами на янтарной изоляции. К<sub>1</sub> — добавочная медная крышка для электростатической защиты. В — конденсатор

с подвижной верхней обкладкой на янтарной изоляции  $R \cdot U$  — пластинка с окисью урана.  $M$  — ртутный манометр для отсчета разности давлений.  $N$  — масляный насос с краном  $P$  для регулировки давления.  $E_1$  — батарея для подачи потенциала  $U_2$  на ниж-

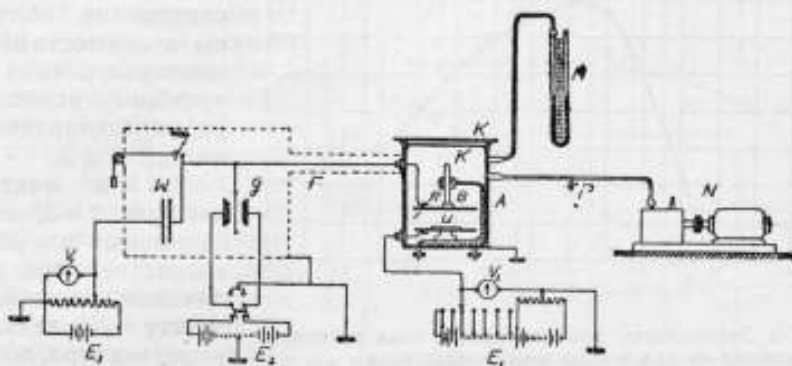


Рис. 1. Общая схема установки для измерения токов уранового ионизатора.

нюю обкладку конденсатора.  $G$  — струнный электрометр для измерения ионизационного тока по схеме Таунсенда.

Очевидно:

$$J = \frac{C U_1}{T},$$

где  $C$  — емкость конденсатора,  $W$  и  $T$  — время спадания нити электрометра, при изменении компенсирующего напряжения от  $U_1$  до нуля.  $F$  — металлический защитный кожух для электростатической защиты приборов и подводящих соединений.

При исследовании ионизации  $\gamma$  излучением радиоактивный препарат помещался внутри сосуда или же под сосудом, и напряжение подавалось на корпус сосуда  $A$ . Конденсатор  $B$  убирался. Измерительный электрод укреплялся на янтарях по оси сосуда  $A$ . Ионизация следовательно происходила во всем объеме сосуда. Вся защита  $F$  добавочно покрывалась свинцом толщиной 4 мм.

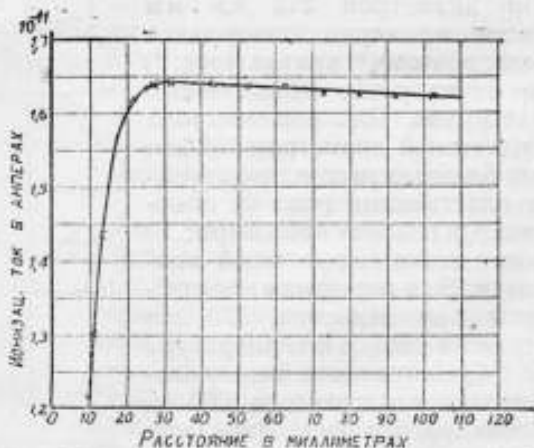


Рис. 2. Зависимость ионизационного тока уранового ионизатора от расстояния между пластинами конденсатора при диаметре их 212 мм.

При исследовании зависимости ионизации [при температурных изменениях, сосуд помещался в термостат, где температура могла меняться от 0 до 100° С.

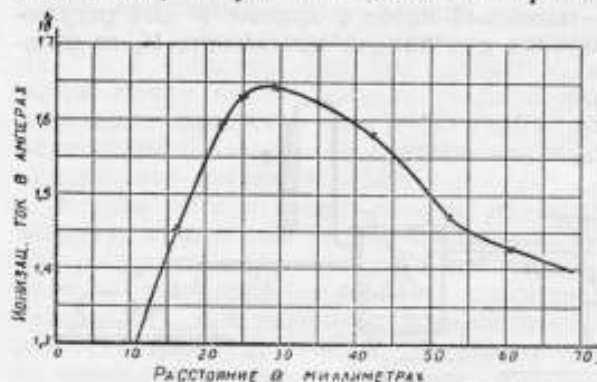


Рис. 3. Зависимость ионизационного тока уранового ионизатора от расстояния между пластинами конденсатора при диаметре их 102 мм.

В результате исследования получены зависимости ионизационного тока от уранового ионизатора, представленные на рис. 2 и 3.

1. Как показывает рис. 2 и 3, ионизационный ток резко возрастает при увеличении расстояния между обкладками конденсатора, достигает максимума при расстоянии 28 мм и

затем медленно падает, что обусловлено искажением однородности электрического поля, как это видно из сравнения рис. 2 и 3.

Для конденсатора с пластиной диаметром 212 мм мы имеем примерно однородное поле, поэтому и кривая (рис. 2) не имеет резко выраженного максимума. Для конденсатора с пластиной диаметром 102 мм при больших расстояниях между пластинками поле не однородно, и поэтому кривая (рис. 3) имеет резко выраженный максимум. Эти измерения произведены при давлении 770 мм ртутного столба и температуре 17,2° С. Напряжение между пластинами конденсатора 650 В. Очевидно, что расстояние, при котором наступает максимум ионизационного тока, определяет длину свободного пробега  $\alpha$  частицы. В нашем случае для урановой окиси он равен примерно 28 мм при давлении 770 мм ртутного столба. С изменением давления мы должны ожидать изменение средней

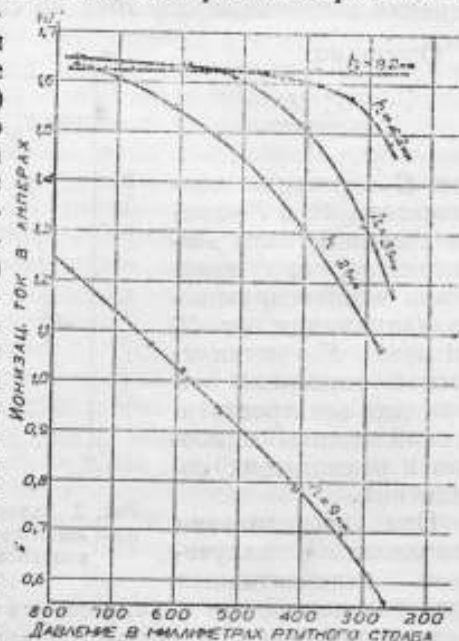


Рис. 4. Зависимость ионизационного тока от давления воздуха и расстояния ( $h$ ) между пластинами конденсатора для  $\alpha$  излучения. Диаметр пластины конденсатора 215 мм.



длины свободного пробега  $\alpha$  частицы, в определенных границах, обратно пропорционально давлению. При условии насыщения ионизационный ток не будет зависеть от давления до тех пор, пока  $\alpha$  частицы на своем пути не будут встречать стенку, т. е. расстояние от места вылета  $\alpha$  частицы до стенки должно быть больше чем длина свободного пробега  $\alpha$  частицы при данной плотности воздуха. При малых расстояниях до стенок, очевидно, должно наблюдаться пропорциональность ионизации с плотностью, так как при увеличении плотности вдвое нужно ожидать, что и среднее число столкновений увеличится вдвое, а значит, и число ионизируемых частичек тоже увеличится вдвое. Отсюда видно, что

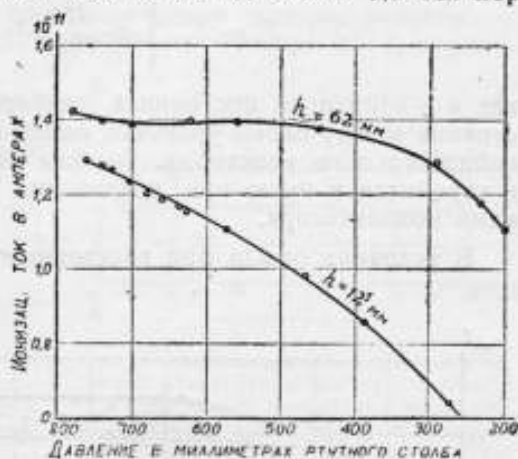


Рис. 5. Зависимость ионизационного тока от давления воздуха и расстояния  $h$  между пластинами конденсатора для  $\alpha$  излучения. Диаметр пластины конденсатора 105 мм.

длина свободного пробега  $\alpha$  частицы очень важна при изготовлении такого рода ионизатора.

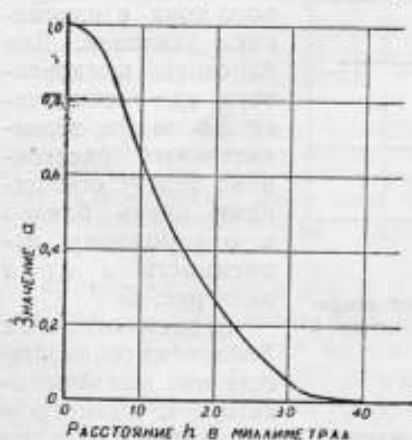


Рис. 6. Зависимость значения постоянной  $\alpha$  от расстояния между пластинами конденсатора  $h$ .

Как известно, длина свободного пробега  $\alpha$  частицы, при одних и тех же условиях, у различных радиоактивных препаратов, как например уран, полоний и др., различна.

2. В подтверждение сказанному выше мы имеем следующие экспериментальные данные: при условиях насыщения в пределах практического изменения давления 800—600 мм ртутного столба ионизационный ток не зависит от давления при расстояниях между обкладками конденсатора больших чем 28 мм. С уменьшением расстояния увеличивается и зависимость ионизационного тока от давления (рис. 4 и 5). (Измерения произведены при температуре 17,2° С и напряжении на конденсаторе 670 В.)

Из результатов измерений следует, что примерная зависимость ионизационного тока от давления, в пределах встречаю-

щихся в практике изменений давления от 800 до 600 мм ртутного столба, может быть выражена формулой:

$$J_{\text{и}} = J_{760} \left[ a \frac{H}{760} + (1-a) \right],$$

где  $a$  — некоторая постоянная прибора, которая зависит от расстояния между слоем урановой окиси и противоположной стенкой собирательного электрода. Вообще говоря  $a$  — меньше единицы и стремится к нулю при увеличении расстояния между обкладками конденсатора.

В условиях опыта при расстоянии  $h = 9$  мм  $a = 0,69$   
и . . . . .  $h = 21$  мм  $a = 0,24$ .

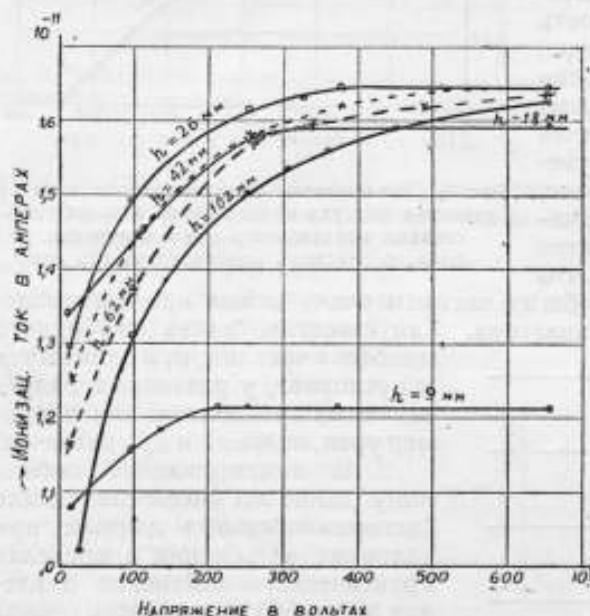


Рис. 7. Зависимость ионизационного тока от напряжения между обкладками конденсатора и расстояния  $h$  для  $\alpha$  излучения.  
Давление 770 мм ртутного столба.  
Температура 17,2° С.

обкладок 218 мм, так и для конденсатора с диаметром обкладок 102 мм, т. е. на величину  $a$  не оказывает существенного влияния небольшие искажения электрического поля.

3. Градиент потенциала для тока насыщения зависит от давления. При уменьшении давления ток насыщения наступает при меньшем градиенте потенциала, что объясняется уменьшением пространственной плотности зарядов (рис. 7 и 8).

При расстоянии  $h$  большем 21 мм практически можно считать  $a \approx 0$  в этих пределах изменения давления. С уменьшением расстояния  $h$  до нескольких миллиметров (3—5)  $a \approx 1$  и имеет место пропорциональность изменения ионизационного тока с изменением давления. Для плоского конденсатора, где электрическое поле при незначительных расстояниях между обкладками очень близко к однородному, зависимость  $a$  от  $h$  дает рис. 6.

Зависимость  $a$  от  $h$  получена совпадающая как для конденсатора с диаметром

4. Для давления 760 мм ртутного столба ток насыщения обеспечен при 400 В, если расстояние между обкладками меньше 28 мм (рис. 7), что важно для уранового компенсатора, применяемого лабораторией при воспроизведении единицы рентген.

5. В пределах изменения температуры от 0 до 60° С ионизационный ток не меняется, если расстояние между пластинами конденсатора больше 28 мм (при атмосферном давлении) (рис. 9).

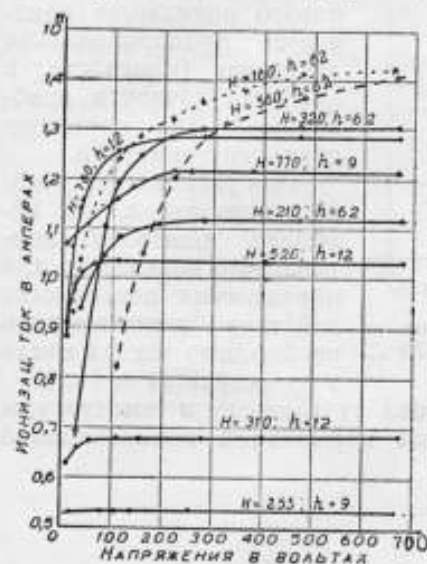


рис. 8. Зависимость ионизационного тока от напряжения между обкладками конденсатора при различных давлениях  $H$  и различных расстояниях  $h$  (температура 17,2° С).

6. При расстоянии  $h=9$  мм влияние температуры уже можно заметить, и в пределах от 0 до 45° С ионизационный ток уменьшается на 0,033%, при повышении температуры на 1° (рис. 10).

При еще меньшем расстоянии это влияние будет оказываться соответственно больше. Из этих результатов можно сделать следующие выводы:

а) для уранового компенсатора, о котором говорилось выше, где расстояние между пластинами (с окисью урана и собирательной пластиной) 20 мм, в пределах точности  $\pm 0,25\%$  ионизационный ток не зависит от изменения температуры, так как колебания температуры в лабораторной обстановке не превышают  $\pm 10^\circ$ ;

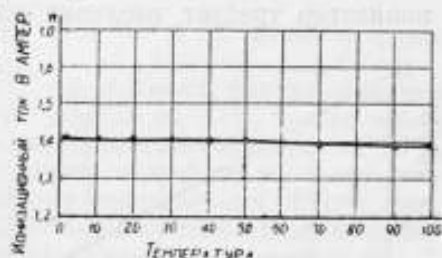


Рис. 9. Зависимость ионизационного тока от температуры для  $\alpha$  излучения. (Измерено при расстоянии между обкладками конденсатора 31 мм, напряжении 600 В и давлении 740 мм ртутного столба).

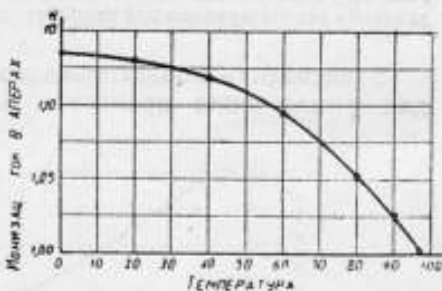


Рис. 10. Зависимость ионизационного тока от температуры для  $\alpha$  излучения при давлении  $H$  740 мм ртутного столба.

в) с изменением давления на 10 мм ртутного столба ионизационный ток уранового компенсатора меняется на  $\pm 0,33\%$ ;

с) для уранового компенсатора ток насыщения (ток порядка  $2 \cdot 10^{-10}$  А) обеспечен при 400 В напряжении;

д) Во всех случаях, когда расстояние  $h < 28$  мм урановый ионизатор требует введения поправок на температуру и давление и только при расстояниях  $h = 3 - 5$  мм ионизационный ток такого уранового ионизатора изменяется пропорционально давлению (плотности) в пределах точности необходимой для практических рентгенметров.

При устройстве уранового ионизатора, как наиболее дешевого контрольного ионизатора для определения постоянства действия рентгенметров необходимо всегда иметь этот результат в виду.

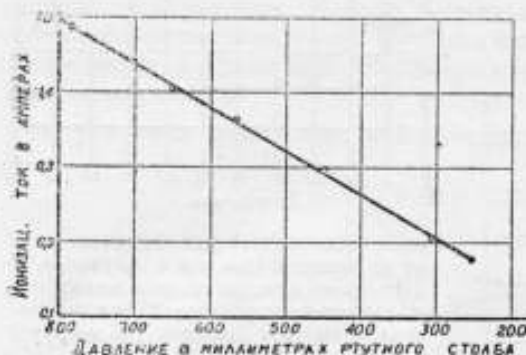


Рис. 11. Зависимость ионизационного тока от давления для  $\gamma$  излучения при температуре  $17,2^\circ \text{C}$ .

Зависимость ионизационного тока от давления и температуры для  $\gamma$  излучения препарата радия нормальной ионизационной

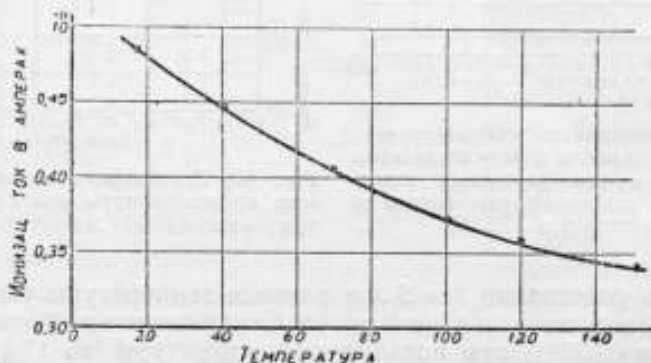


Рис. 12. Зависимость ионизационного тока от температуры для  $\gamma$  излучения при давлении в камере 780 мм ртутного столба.

камеры по Кюстнеру была исследована тем же методом, как это показано на рис. 1. Исследование показало, что с достаточной степенью точности в пределах изменения давления от 800 до 600 мм ртутного столба и температуры от 0 до  $45^\circ \text{C}$ , зави-

симось ионизационного тока от давления и температуры происходит согласно формуле:

$$J_{\text{ит}} = J_{760:0^{\circ}\text{C}} \cdot \frac{H}{760} \cdot \frac{1}{1 + 0,00366 t'}$$

т. е. пропорциональна плотности. Рис. 11 и 12 иллюстрируют результаты опыта.

Как уже было сказано, Кюстнер в своих опытах получил отступление от закона пропорциональности на 0,6% для большой ионизационной камеры при изменении плотности воздуха на 11%. В нашем опыте такого отступления замечено не было, так как объем ионизационной камеры в приведенном опыте был примерно в два раза больше, чем объем большой ионизационной камеры по Кюстнеру. Напряжение на камеру подавалось 900 В, что обеспечивало насыщение. Точность измерения ионизационного тока  $\pm 0,5\%$ .

## INFLUENCE EXERCÉE PAR LA PRESSION ET LA TEMPÉRATURE SUR L'IONISATION DE L'AIR SOUS L'ACTION DES RAYONNEMENTS $\alpha$ ET $\gamma$

Par A. A. Porfiriev

(Résumé)

Deux espèces de rayonnement furent étudiées dans le travail actuel, savoir:  $\alpha$  — rayonnement émis par l'oxyde d'uranium ( $U_3O_8$ ) recouvrant une plaque de 74 mm de diamètre, et  $\gamma$  — rayonnement émis par une préparation radioactive de la chambre d'ionisation de Küstner. La plaque à oxyde d'uranium était placée sur les armatures des condensateurs plats de 105 et 215 mm de diamètre. Les condensateurs étaient placés dans un récipient métallique fermé, permettant de varier la pression et la température dans de vastes limites. Ce récipient servait en même temps de volume ionisant de mesure pour le rayonnement  $\gamma$ . La mesure des courants ionisants était effectuée d'après le schéma de Tausend.

Pour l'oxyde d'uranium la longueur moyenne du libre parcours de la particule  $\alpha$  fut pratiquement déterminée comme égale à 28 mm. Conformément à cela on obtint, pour un condensateur plat, dont la plaque est recouverte d'oxyde d'uranium, l'indépendance du courant ionisant de la densité de l'air, étant admis que la distance entre les armatures du condensateur était supérieure à la longueur du parcours libre de la particule  $\alpha$ . Pour d'autres cas le rapport entre le courant ionisant  $I$  et la pression  $H$  peut être exprimé par la formule:

$$I_H = I_{100} \left[ a \frac{H}{760} - (1 - a) \right],$$

où  $a$  est une certaine constante inférieure à une unité et dépendant des dimensions géométriques du ionisateur d'uranium.

Pour le courant de saturation du ionisateur d'uranium le gradient du potentiel diminue avec la diminution de la densité de l'air. Pour le rayonnement  $\gamma$  le courant ionisant est proportionnel à la densité de l'air, ce qui est conforme aux données, fournies par les recherches de H. Habs et Küstner.

## К ВОПРОСУ О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ ФОТОГРАФИЧЕСКИМ И ИОНИЗАЦИОННЫМ ДЕЙСТВИЕМ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

К. К. Аглинцев

Для внесения ясности в вопрос о возможности количественной оценки малых доз рентгеновских лучей при помощи фотографического метода, ниже приводятся некоторые количественные соотношения между ионизационным и фотографическим действием рентгеновских лучей. Хотя в настоящее время мы располагаем полной возможностью с высокой точностью производить измерения весьма малых доз с помощью ионизационного метода, однако его применение требует специальной и довольно сложной аппаратуры,<sup>1</sup> причем упрощение этой аппаратуры неизбежно приводит к понижению точности измерений. Так, например, современные рабочие рентгенметры иногда снабжаются камерами высокой чувствительности, однако эти последние допускают обычно возможность оценки только лишь порядка мощности дозы.<sup>2</sup> Сложность и дороговизна ионизационного метода и кажущаяся простота и доступность фотографического — является основной предпосылкой для применения последнего. Возможность же применения обусловлена тем, что фотографическая пластинка реагирует на весьма малые мощности дозы рентгеновских лучей, интегрируя их действие за относительно большие промежутки времени и тем самым позволяя оценивать их средний эффект. Основным недостатком фотографического метода является то, что полученные фотографическим путем количественные результаты зависят от слишком большого числа различных факторов, как то: способ и условия проявления, сорт пластинок, индивидуальные особенности каждой пластинки и т. д.<sup>3</sup> Вследствие этого фотографический метод в точности результатов значительно уступает ионизационному, причем отмеченные выше его особенности в сильной степени суживают границы его применения.

Приводимые ниже данные получены при одновременном освещении ионизационного прибора и фотографической пластинки.

<sup>1</sup> Поройков. Дозиметрическое исследование самозащ. трубок (дост. в обл. рентгенотехн. № 9, 1932).

<sup>2</sup> Аглинцев. Исследование дозиметра Мекаптон (дост. в обл. рентгенотехн. № 3, 1933).

<sup>3</sup> См. напр. обзор Шехтмана „Физикотех. основ. защиты“ (дост. в обл. рентгенотехн. № 3, 1933).

В отличие от обычной методики непосредственного освещения фотографической пластинки, все снимки были проделаны с двумя усиливающими экранами (производства завода им. Семашко). Это имело целью использовать приблизительное постоянство коэффициента ослабления вольфрама, обусловленное наличием  $K$  границы поглощения внутри встречающихся на практике спектральных интервалов.

Для измерения доз излучений жестко профильтрованных свинцом, а, следовательно, малой мощности служил специальный рентгенметр высокой чувствительности;<sup>1</sup> для измерения доз излучений нефильтрованных свинцом и обладавших не слишком малой мощностью дозы служил рентгенметр Гаммера. Камеры рентгенметров подвергались лишь действию прямого излучения и защищались от рассеянного излучения толстым слоем свинца, помещенным на расстоянии 20 см вокруг камеры. Фотографическая пластинка помещалась между двумя свинцовыми дисками, толщиной в 20 мм; диск, находившийся между антикатодом и пластинкой, был снабжен рядом отверстий (всего 9) для прохождения рентгеновских лучей. Снимки были проделаны на рентгеновских пластинках Фотохимтреста.

Центрировка производилась визуально, при помощи флуоресцирующего экрана, так что освещение отдельных полей было приблизительно одинаково. Генератором рентгеновских лучей служила трубка  $K-IV$ , изготовления завода „Светлана“. Питание трубки производилось постоянным высоким напряжением от аппарата Нео-Интенсив фирмы Siemens-Reiniger-Veifa с конденсаторами и кенотронным выпрямлением по схеме Гретца. Для контроля над постоянством режима служила шаровая камера-свидетель высокой чувствительности с гальванометрическим отсчетом, помещенная вблизи рентгеновской трубки.

Все снимки были проявлены одновременно в одинаковых условиях параамидофеноловым проявителем (в фотографической лаборатории ВИС руководителем лаборатории Н. П. Тарасовым). Фотометрирование пластинок производилось при помощи денситометра Мартенса. Вокруг каждого освещенного рентгеновскими лучами поля фотографической пластинки фотометрировались также четыре поля для учета вуали; почернение вуали вычиталось из почернения освещенного поля. Почернение вуали лежало обычно в пределах 0,3—0,4, в отдельных случаях выходя из этих пределов. Для каждой пластинки бралось среднее значение из почернений отдельных полей. Сводка результатов приведена в табл. 1.

Первые два столбца таблицы характеризуют излучение; в третьем столбце помещено значение мощности дозы, измеренное в рентгенах в секунду ионизационным прибором; в четвертом — время экспозиции, в пятом — значение физической дозы в воздухе

<sup>1</sup> Поройков (l. c.).



Таблица I

Напряж. кV	Фильтр мм Pb	Мощн. физ. дозы в воз- духе $P \cdot 10^6$ (г/сек.)	Экспозиц. $t$	Физ. доза в воздухе $P \cdot t$ (г/сек.)	$S$	$D$
75	0,7	930	3'30"	0,20	1,07	0,18
75	0,7	1050	1'	0,063	0,49	0,13
75	0,7	1050	3'30"	0,220	1,15	0,19
75	0,7	1050	2'30"	0,160	1,03	0,15
75	0,7	1030	2'30"	0,160	0,92	0,10
75	1,4	135	16'	0,130	1,22	0,17
85	1,4	455	8'	0,227	1,31	0,16
85	2,2	25	18'	0,026	0,17	0,13
85	2,7	10	45'	0,024	0,19	0,15
100	1,4	1200	3'	0,216	1,46	0,10
100	2,0	60	20'	0,070	0,68	0,08
100	2,5	19	40'	0,045	0,58	0,09
125	2,0	123	10'	0,073	0,78	0,10
125	2,5	41	30'	0,075	0,72	0,08
125	2,5	41	10'	0,025	0,28	0,14
125	2,5	41	40'	0,100	0,70	0,14
125	2,5	41	30'	0,075	0,61	0,12
125	2,5	41	30'	0,075	0,49	0,15
75	—	60000	3"3	0,20	2,2	} ~ 0,10
75	—	60000	3"3	0,20	2,1	
75	—	60000	3"3	0,20	2,2	
75	—	60000	3"3	0,20	2,6	
75	—	60000	3"3	0,20	2,3	

в рентгенах, соответствующее этой экспозиции, в шестом — почернение фотопластины и в последнем — доза в воздухе в рентгенах, соответствующая почернению  $S=1$ .

Как видно из табл. 1, величина  $D$  при напряжениях от 75 до 125 кV при выполнении снимков с усиливающими экранами не обнаруживает какого-либо систематического хода с жесткостью и лишь колеблется в пределах от 0,08—0,18 г. Это обстоятельство указывает на то, что если и существует ход с жесткостью, то для обычных рентгеновских пластин при работе с усиливающими экранами индивидуальные особенности каждой пластины оказываются в значительно большей степени и для установления хода с же-

сткостью, вообще говоря, следовало бы выполнить значительно большее число снимков. Последнее однако не составляло задачи данного исследования. Значительно больший интерес полученный результат представляет для выяснения возможности оценки малых доз фотографическим методом. Можно считать, что в очень широких пределах жесткости излучения, при работе с двумя усиливающими экранами, значение дозы в воздухе, соответствующей почернению  $S=1$ , сохраняется приблизительно постоянным, причем отклонения от среднего достигают  $\pm 50\%$ . При этом, конечно, нужно еще помнить, что численное значение постоянной зависит от всех перечисленных выше факторов, а также от условий опыта.

Из сказанного вытекает, что и точность определения дозы в воздухе при помощи фотографического действия будет очень невысокой. В экспериментальных условиях точность приблизительно равна  $\pm 50\%$ . Однако для достижения и этой, крайне невысокой, точности необходимо выполнение ряда весьма кропотливых и сложных процедур (как, например, предварительное определение константы  $D$ , учет вуали и т. д.). Выполнение этих процедур в недостаточно благоприятных условиях может привести к ряду ошибок, и, следовательно, применение фотографического метода можно допускать только в тех случаях, когда совершенно исключена возможность применения метода ионизационного.

## SUR LE RAPPORT EXISTANT ENTRE L'ACTION PHOTOGRAPHIQUE ET L'ACTION IONISANTE DES RAYONS X

Par C. C. Aglinzév

### (Résumé)

L'auteur effectua une étude comparative de l'action photographique et de l'action ionisante des rayons X, en employant des rayonnements de qualités et d'intensité différentes, dans le but d'établir leur rapport qualitatif.

L'action ionisante du faisceau était déterminée à l'aide d'un röntgénomètre de haute sensibilité à chambre sphérique, reliée à un électromètre à fil. L'action photographique était mesurée par le noircissement d'une plaque photographique, placée entre deux disques de plomb à parois épaisses; le disque de devant était à orifices. L'irradiation de chaque orifice et de la chambre du röntgénomètre était effectuée en des conditions identiques.

Différant en cela des autres recherches, les plaques photographiques étaient placées entre deux écrans renforçateurs, afin d'utiliser la constance approximative, causée par la présence, vers la limite d'absorption, du coefficient, d'absorption du wolfram dans l'intervalle spectral, usité en pratique (0,08—0,40 A).

Il est établi que, la plaque photographique étant exposée entre deux écrans renforçateurs, le noircissement  $S = 1$  correspond à la valeur de la dose dans l'air, qui s'écartait de la moyenne (0,14) dans les limites de  $\pm 50\%$ .

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОНСТРУКЦИИ СВЕТОСИГНАЛЬНОГО РЕНТГЕНМЕТРА

А. А. Порфирьев

Рентгенометрической лабораторией ВИМС в 1933 г., в развитие работ в области практических рентгенметров, разработана и выполнена пробная конструкция рабочего светосигнального рентгенметра. На рис. 1 и 2 показан общий вид этого рентгенметра. В статье, описывающей светосигнальный рентгенметр, И. В. Поройков<sup>1</sup> указывает область применения данного рентгенметра, требования, которым должен удовлетворять рентгенметр, и его теоретическое обоснование. В разрезе этих данных и приспособлялась пробная конструкция для применения ее в практической работе. В отличие от первой модели светосигнального рентгенметра, где бисквит электрометра вращался на жесткой оси со спиральной пружиной, в пробной конструкции бисквит вращается на металлической ленточке, укрепленной с обоих концов специальными зажимами. В остальном пробная конструкция не имеет принципиальных различий электрометрического устройства по сравнению с моделью рентгенметра, если не считать введение еще одного квадранта, назначение которого будет ниже разъяснено.

Исследованию были подвергнуты основные моменты, влияющие на работу рентгенметра, а именно:

I. Конструкция легкого бисквита и выбор нити для его подвеса.

II. Пропорциональность между частотой сигналов рентгенметра и мощностью физической дозы.

III. Постоянство времени при работе от контрольного ионизатора.

IV. Зависимость постоянной прибора от качества излучения.

V. Зависимость показаний рентгенметра при различных положениях прибора относительно пучка рентгеновских лучей.

VI. Влияние изменений напряжения в питающей сети переменного тока. Соответственно этому выбор измерительной системы электрометра.

I. Испытанная латунная ленточка для подвеса бисквита размером  $0,04 \times 0,6$  и 25 мм длины показала следующие качества своей работы:

<sup>1</sup> И. В. Поройков. „Достижения в области рентгенотехники“ за 1933 г., № 1, Изд. Моск. рентген. завода.

1. Практическая невозможность балансировки подвижной системы, вследствие чего большая зависимость показаний рентгенметра от его ориентации в пространстве.

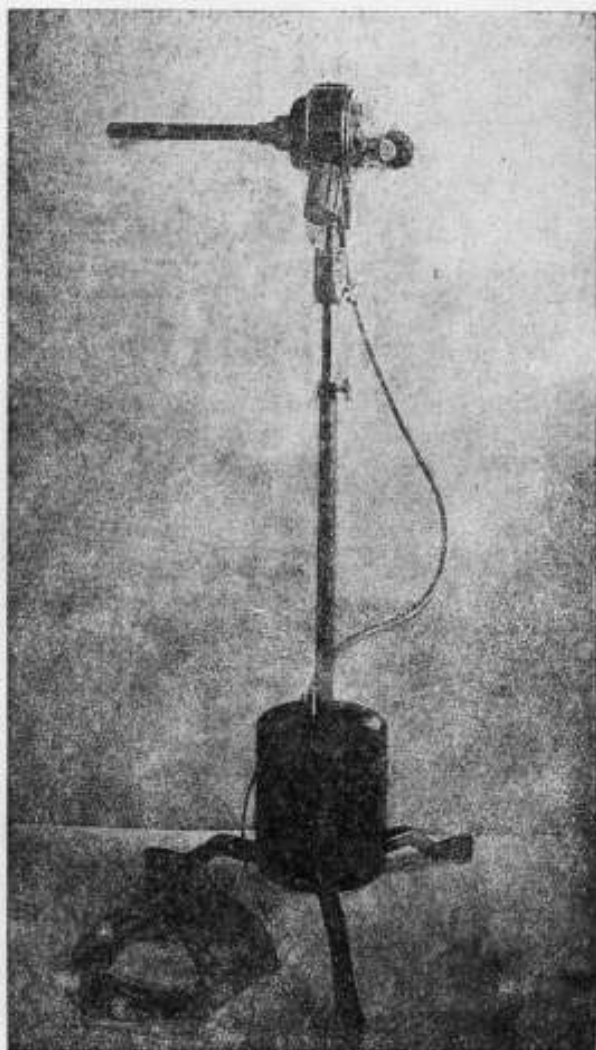


Рис. 1.

2. Непостоянство показаний рентгенметра из-за прилипания бисквита к упору. Это обстоятельство можно избежать, если упор (для бисквита) привести в легкое дрожание, что было сде-

лено при помощи специального электромагнита. Первое из указанных обстоятельств при ленточном подвесе неустранимо и от ленточного подвеса пришлось отказаться после многих вариантов.

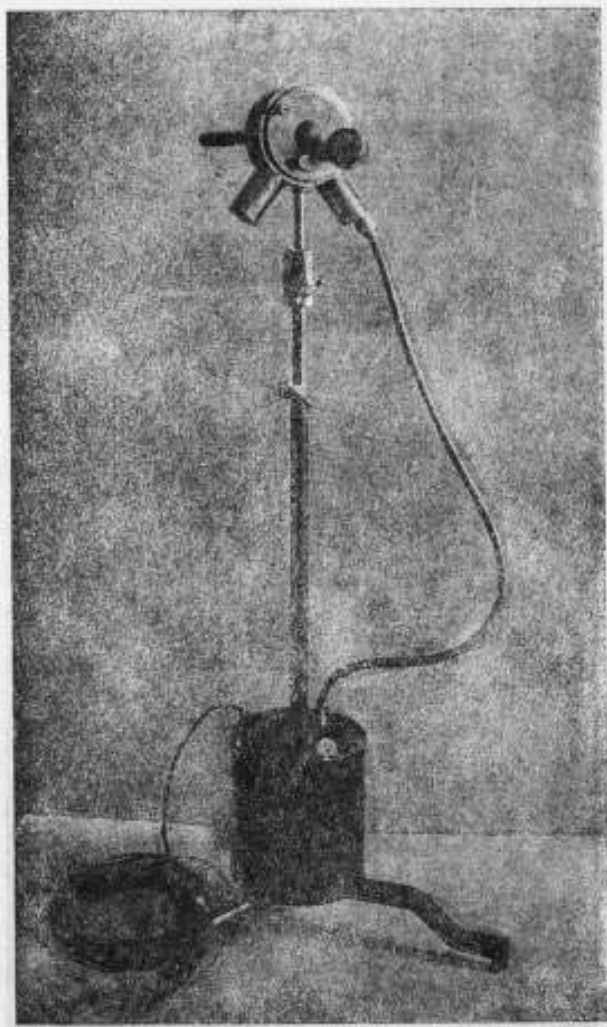


Рис. 2.

Следует отметить, что на ленточном подвесе прибор может быть сделан довольно чувствительным с константой порядка 150—180 (мощность физической дозы =  $\frac{\text{константа}}{\text{время рентгена}}$ ).

Для сравнения приводим показания исследуемого рентгенметра на ленточном подвесе с рентгенометром Мекапион (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

kV макс.	Фильтр в мм	Время Мекапиона $T_M$	Время светосигнального рентгенметра $T_C$				$\frac{T_C}{T_M}$
60	1 Al	36,2	36,5	36,2	37,0	36,4	1,01
80	1 Al	23,5	23,2	23,6	23,0	23,2	0,99
100	2 Al	17,9	18,3	18,0	18,4	18,5	1,02
120	0,3 Cu + 1 Al	14,4	14,9	14,8	15,0	15,0	1,03
140	0,5 Cu + 1 Al	11,8	12,4	12,6	12,0	12,4	1,04

Примечание. Константа рентгенметра Мекапион 180 при слое половинного ослабления излучения больше, чем 0,15 мм Си.

Как видно из этой таблицы, светосигнальный рентгенметр дает устойчивые показания и отношение  $\frac{T_C}{T_M}$  практически остается по-

стоянным в широком диапазоне излучений. Однако ленточный подвес дает неуверенные открывания сигнального окошечка, что в практике применения прибора играет важную роль. При надлежащем выборе соответствующих параметров измерительной системы и этот недостаток может быть устранен.

Из сказанного необходимо сделать вывод, что бисквит на ленточном подвесе может с успехом применяться для тех рентгенметров, у которых матрица, содержащая электрометр, будет оставаться всегда в одном и том же положении.

Облегчение, прочность и удобство закрепления бисквита достигнуто специальным изготовлением бисквита, как показано на рис. 3.

Бисквит алюминиевый, толщиной 0,15 мм. Середина лопастей вырезана и заклеена алюминиевой фольгой при помощи шеллака.

В середине бисквита вдоль по оси делается разрез, в который вставляется алюминиевая вставка толщиной 0,2 мм. Концы вставки заггибаются и приклеиваются к бисквиту. Вставка имеет разрез, куда влетает ленточка (или проволоочка) и зажимается. Получается легкий и прочный бисквит.



Рис. 3.

Так как подвес бисквита на ленточке, как уже упоминалось, приводит к нежелательным результатам, то ленточка была заменена латунной проволокой диаметром 0,1 мм и длиной 65 мм.

II. Исследование показало полную пропорциональность между частотой сигналов и мощностью физической дозы рентгеновских лучей.

Кроме того, если одним из возможных способов изменить электрометрическое устройство так, что изменится время контрольного ионизатора (например подвижным заземленным квадрантом, закручиванием нити, передвижением упора бисквита и т. д.), то время рентгена также изменяется, причем для одной и той же физической дозы в воздухе отношение

$$\frac{\text{Время рентгена}}{\text{Время радия}} = \text{const.}$$

В табл. 2 приведен результат исследования.

Т а б л и ц а 2

$T$ радия	$T$ рентгена	$\frac{T \text{ рентгена}}{T \text{ радия}}$
29,4	44,0	1,50
34,0	51,2	1,50
40,0	60,0	1,50
45,0	68,0	1,50
50,0	75,2	1,50

Мощность физической дозы в воздухе и качество излучения поддерживались постоянными и контролировались рентгенметром Мекапион.

Этот результат позволяет применять данный тип рентгенметра в практической работе.

III. Постоянство времени контрольного ионизатора служит основным критерием для суждения о работе рентгенметра. Это постоянство зависит от следующих причин: 1) Изменения плотности воздуха. 2) Изменения изоляции системы. 3) Изменения упругих свойств нити для подвеса бисквита. 4) Неизменности емкости системы. 5) Неизменности потенциала заряжаемой системы. 6) Расположения радиоактивного порошка в ампуле.

Что касается влияния плотности воздуха на время одного акта действия прибора при контрольном ионизаторе, то, как известно, всегда можно путем пересчета привести это время к нормальной плотности воздуха, так как ионизация  $\beta$  и  $\gamma$  излучением пропорциональна плотности воздуха.



Изоляция системы проверялась при отключенном контрольном ионизаторе, а так же при удалении радия из рентгенметра. В том и другом случае получены удовлетворительные результаты, а именно: время естественной утечки заряда больше 5 часов, т. е. утечка заряда через изоляцию не может играть заметной роли в условиях эксплуатации прибора.

Постоянство упругих свойств нити проверялось систематически в течение многих дней, причем рентгенметр подвергался тряске и переноске, что не повлияло на постоянство времени при контрольном ионизаторе. Перевозка рентгенметра из ВИМС в Физиотерапевтический институт, работа там с ним в течение месяца и доставка обратно в ВИМС не изменили время радия.

Постоянство емкости рентгенметра определяется конструктивным оформлением прибора и жестким креплением всех частей, которые могут влиять на изменение емкости системы.

Постоянство зарядного напряжения при исследовании контролировалось с помощью чувствительного электростатического вольтметра. Колебания напряжения не превышали  $\pm 1\%$ .

Положение радиоактивного порошка (хлористый радий 0,99 мг) в ионизационном объеме, в связи с пересыпанием его в ампуле играет существенное значение.

Как выяснилось из исследования, радиоактивный порошок перемещаясь в ампуле, может изменить свое ионизационное действие до  $15\%$ . Это изменение обусловлено как поглощением  $\beta$  излучения в самом порошке хлористого радия при изменениях его поверхности, так и ориентацией в ионизационном объеме цилиндра. Путем плотной набивки радиоактивного порошка в ампуле или заменой порошка малой концентрации крупинкой радия большой концентрации можно в значительной мере ослабить влияние этого фактора. В испытуемом приборе была поставлена ампула с радием  $90\%$  концентрации (1,2 мг).

IV. Наперстковая камера рентгенметра выполнена из специального сорта бакелита,<sup>1</sup> по форме и размерам вполне аналогично наперстковой камере рентгенметра Гаммера. Как известно, камера рентгенметра с внутренней стороны должна иметь проводящий слой из легких элементов. Практиковавшийся ранее способ покрытия камеры графитовым порошком, разведенным в ацетоне, оказался мало пригодным, так как слой получается непрочный и неравномерной толщины. Для получения надежного проводящего слоя внутренняя поверхность камеры делалась шероховатой и покрывалась тушью. Прежде чем тушь высохнет поверхность путем пульверизации покрывалась графитовым порошком. Этим способом был получен прочный, равномерный и хорошо проводящий слой.

<sup>1</sup> Аглинцев К. К. „Бакелитовые камеры для рабочих рентгенметров“. См. настоящий сборник.

Характеристика наперстковой камеры в отношении ее эквивалентности воздуху иллюстрируется данными табл. 3.

Таблица 3

Напряжение кV макс.	Фильтр мм	Слой половинного ослабления в мм меди	$P$ светосигнальн.
			$P$ Кюстнера
80	1 A <sub>1</sub>	0,05	0,85
120	2 A <sub>1</sub>	0,12	0,91
100	0,1 Cu + 1 Al	0,20	1,00
120	0,3 Cu + 1 Al	0,42	1,01
140	0,5 Cu + 1 Al	0,63	1,00
140	1,0 Cu + 1 Al	0,96	1,00

Здесь первые три столбца характеризуют излучения, на которых производилось измерение. В четвертом столбце приведено отношение мощности дозы измеренной светосигнальным рентгенметром к мощности дозы, измеренной с помощью камеры по Кюстнеру. Как видно, для области излучений применяемых в глубокой и средней терапии, камера дает удовлетворительные результаты, не обнаруживая здесь заметного хода с жесткостью излучения.

Зависимость показаний рентгенметра от ориентации камеры относительно падающего пучка рентгеновских лучей приведена в табл. 4.

Таблица 4

Угол $\alpha$	$P$
80	1,01
90	1,00
100	1,01
120	1,01
130	1,01
150	1,02
180	1,03

Здесь  $\alpha$ —угол между осью камеры и направлением падающего пучка рентгеновских лучей,  $P$ —мощность физической дозы рентгеновских лучей, принимаемая при  $\alpha=90^\circ$  за единицу.

Результаты показывают, что практически ориентация камеры не имеет значения, ибо показания рентгенметра не отличаются от среднего больше чем на 3%.

V. Зависимость показаний рентгенметра от ориентации матрицы рентгенметра в пространстве может достигать значительной величины. Это обусловлено не уравновешенностью подвижной системы. Уравновесить систему, т. е. бисквит, на жесткой оси сравнительно просто. Гораздо сложнее уравновешивать бисквит, когда он подвешен на гибкой оси. Как уже было указано, ленточный подвес для этой цели не пригоден, особенно при относительно тяжелом бисквите и слабом натяжении ленточки. При подвесе на круглой проволоке окончательное уравновешивание бисквита может быть сделано только после монтажа его в приборе. Если система оказывается все же не вполне уравновешена, то в практическом отношении потребуется лишь один лишний пересчет, так как константу рентгенметра необходимо будет умножить в отношении времен радия:

$$\frac{T_R}{T_{Ro}}$$

Где  $T_R$  — время контрольного ионизатора в данном положении матрицы,  $T_{Ro}$  — градуировочное время контрольного ионизатора.

Ранее указывалось на справедливость такого пересчета. В небольших пределах поворота матрицы в пространстве сохранения градуировочного времени контрольного ионизатора можно достигнуть поворотом регулируемого заземленного квадранта. Для изготовленного нами рентгенметра при любых положениях матрицы в пространстве время контрольного ионизатора меняется в пределах  $\pm 8\%$ .

VI. Особенно существенную роль для рентгенметров с питанием от сети переменного тока могут играть колебания напряжения.

Независимость показаний прибора от этих колебаний в светосигнальном рентгенметре достигается путем применения электрометрической схемы по типу квадрантного электрометра, соединенного идиостатически (пара квадрантов соединена с бисквитом). Что в этом случае получается независимость показаний рентгенметра от изменения напряжения подаваемого на бисквит, показывают следующие рассуждения:

пусть  $C$  — емкость системы — квадранты ионизационная камера (рис. 4).

$U_0$  — потенциал бисквита, который меняется с изменением напряжения питающей сети.

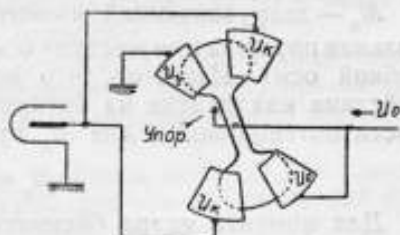


Рис. 4.

$U_x$  — потенциал измерительной системы. Он равен  $U_0$  в момент после удара бисквита о квадранты и  $U_x$  в момент до удара. Соответственно в эти моменты система имеет количества электричества:

$$Q' = CU_0$$

и

$$Q'' = CU_x$$

(приближенно можно считать в эти моменты емкость  $C$  одной и той же).

Для правильной работы рентгенметра необходимо, чтобы

$$Q = Q' - Q'' = C (U_0 - U_x)$$

было все время постоянно, т. е.

$$U_0 - U_x = \text{const.}$$

вне зависимости от изменения  $U_0$ .

Рассмотрим взаимодействие частей в нашем электрометре. Для измерительной системы такого рода условия равновесия будут:

$$M_n + M_s = M_x + M_0$$

Здесь  $M_n$ ,  $M_s$ ,  $M_0$  соответствующие закручивающие моменты действия квадрантов на бисквит.

$M_n$  — закручивающий момент действия пружины бисквита (спиральная пружина при жесткой оси, упругость закручивания нити при гибкой оси). Известно, что величина закручивающего момента действия квадрантов на бисквит пропорциональна квадрату разности потенциалов, а для  $M_n$  при малых углах  $\varphi$  имеем:

$$M_n = K\varphi.$$

Для момента удара бисквита о квадрант имеем:

$$K\varphi_0 + K_1 (U_0 - U_s)^2 = K_2 (U_0 - U_x)^2,$$

так как  $M_0 = 0$ . (Здесь  $K$ ,  $K_1$  и  $K_2$  — коэффициенты пропорциональности).

Но если  $U_s = 0$  (квадрант соединен с землей), то получаем:

$$K\varphi_0 + K_1 U_0^2 = K_2 (U_0 - U_x)^2.$$

Отсюда видно, что при большом влиянии заземленного квадранта (зависит от величины квадранта) и малом влиянии пружины  $U_0 - U_x$  изменяется примерно пропорционально изменению  $U_0$  и, наоборот, при малом влиянии заземленного квадранта ( $K_1$  — мало)

$$K_2 (U_0 - U_x)^2 \approx K\varphi_0,$$

но в момент удара  $K\tau_0$  равно постоянной величине, а следовательно  $U_0 - U_k \approx \text{const.}$  или если  $U_0 = U_0$ , т.е. оба квадранта соединены с бисквитом имеем точно

$$U_0 - U_k = \text{const.}$$

а значит выполнено условие, которое необходимо для независимости работы прибора от значения  $U_0$ .

Очевидно, что пружина бисквита должна при приближении к квадратам измерительной системы закручиваться, так как в последнем случае момент  $M_n$  должен быть противоположен моменту  $M_k$ .

В данном образце оставлен квадрат, соединенный с землей, чтобы иметь возможность простой регулировки прибора и устранить качания бисквита. Правда, этот квадрат мал и его влияние в пределах  $\pm 25\%$  изменения сетевого питающего напряжения не меняет времени контрольного ионизатора больше чем на  $3\%$ . Что касается вопроса о влиянии мгновенных колебаний напряжения на показания рентгенметра, то они почти не сказываются, так как сглаживаются емкостью выпрямительного устройства при ее хорошей изоляции (изоляция резина).

По конструкции рентгенметра можно сделать следующие замечания:

1) необходимо ввести в конструкцию арретир, который давал бы возможность эластично зажимать бисквит при нерабочем положении рентгенметра, тогда рентгенметр может без всякого вреда для себя выдерживать любые перевозки;

2) для измерения больших мощностей дозы (больше  $50 \text{ r/min}$ ) необходимо предусмотреть добавочную емкость, подключаемую в измерительную систему для увеличения константы рентгенметра в 2—3 раза;

3) рентгенметр необходимо снабжать камерой для измерения рассеянного излучения и камерой для измерения мягких рентгеновских лучей;

4) необходимо предусмотреть возможность поворота оси подвижной системы (ось бисквита) для регулировки прибора без разборки;

5) применение препарата хлористого или бромистого радия для контрольного ионизатора может вызвать в производстве рентгенметра большие трудности из-за дороговизны препарата. Если применить зеленую окись урана ( $U_2O_5$ ) в качестве ионизирующего агента для контрольного ионизатора, то особенное внимание необходимо обратить при конструировании ионизатора на емкость его и на активную поверхность, покрытую окисью урана. При таком ионизаторе можно для данного прибора получить время между двумя последовательными сигналами порядка 1,5 мин.

## EXAMEN DE LA CONSTRUCTION D'UN RÖNTGÉNOMÈTRE POUR SIGNAUX LUMINEUX

Par A. A. Porfiriev

(Résumé)

Le dispositif électrométrique du röntgéomètre est construit d'après le type d'un électromètre à quadrants. Un biscuit léger en aluminium est serré dans le centre d'un fil de laiton long de 65 mm et de 0,01 mm de diamètre. Les bouts du fil sont soudés à un support rotatif permettant de placer le biscuit dans une position déterminée. Une paire de quadrants est reliée à l'électrode d'une chambre en forme de dé, l'autre est reliée au biscuit. Le biscuit est chargé par le redresseur. Moyennant une paire supplémentaire de quadrants reliée au biscuit, la constante de l'instrument n'est pas influencée par les variations de la tension dans le réseau d'alimentation.

La variation de la constante de l'instrument peut toujours être calculée à l'aide d'un contrôle radioactif.

Dans les limites pratiquement indispensables de la variation de la qualité du rayonnement la proportionnalité, existant entre le temps dévolu à un signal et la puissance de la dose physique dans l'air, est toujours maintenue.

## ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ТРУБОК

К. К. Аглинцев и А. А. Порфирьев

Настоящая работа была предпринята с целью выяснения возможности быстрого визуального сравнения двух рентгеновских трубок по сравнению свечения флуоресцирующих экранов.

Как известно, непосредственное применение флуоресцирующих экранов для метрологических целей — измерения рентгеновских лучей в рентгенах — не представляется возможным вследствие весьма значительного изменения с длиной волны отношения освещенности экрана к ионизационному действию пучка рентгеновских лучей.

Это обстоятельство было проверено для имеющихся в лаборатории образцов флуоресцирующих экранов; результаты даны в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Фильтр мм	$\Delta Si$	Мощность дозы $P$	Освещенность $H$	$P$ %	$H$ %	$\frac{H}{P}$
0 Al	0,07	71	73	100	100	1,00
1	0,10	39,5	52	56	67	1,20
2	1,16	29,6	41	42	52,5	1,22
3	0,18	23,2	33	32,5	42	1,30
5	0,25	16,6	24,2	13,5	31	1,32
0,1 Cu + 1 Al	0,33	20,6	28	21	36	1,24
0,3 Cu + 1 Al	0,43	11,0	14,7	15,6	19	1,22
0,5 Cu + 1 Al	0,52	8,0	10,8	11,2	14	1,25
1,0 Cu + 1 Al	0,70	4,7	4,6	6,6	5,9	0,90

Измерения производились на излучении, возбуждаемом при постоянном напряжении 120 кВ. Измерения освещенности производились при помощи люксметра системы П. М. Тиходеева, лампочка которого была снабжена зеленым светофильтром; таким образом (без дополнительной градуировки в зеленых лучах) при-

водимые в четвертом столбце числа даны в относительных единицах.

В седьмом столбце дано численное значение отношений освещенности флуоресцирующего экрана к ионизационному действию пучка; численное значение отношения для наиболее мягкого излучения условно принято за единицу.

Рассмотрение этих чисел подтверждает полную невозможность производства абсолютных измерений (т. е. измерений в рентгенах) рентгеновских лучей при помощи измерений освещенности. Вопрос же о возможности сравнения двух рентгеновских трубок, работающих в одинаковых условиях, оставался пока открытым и представлялась интересной попытка применения фотометрических методов для производства визуальных сравнений двух трубок.

Прежде всего необходимо было подобрать подходящие образцы экранов. При подборе образцов экранов решающее значение имели следующие два свойства их: чувствительность экрана и наличие свечения экрана после прекращения действия рентгеновских лучей. Можно указать например на флуоресцирующие экраны *Ampli*, обладающие весьма высокой чувствительностью, но совершенно непригодные для производства измерений, вследствие того, что эти экраны обладают весьма значительным световым последствием. В данной работе было испытано несколько образцов экранов для просвечиваний и усиливающих и было отобрано несколько образцов экранов для просвечивания, обладавших достаточной чувствительностью и практически совершенно не обладавших световым последствием: свечение экранов совершенно прекращалось в течение долей секунды после прекращения освещения их рентгеновскими лучами.

После подбора подходящих образцов экранов была произведена сравнительная оценка различных возможных установок для фотометрических сравнений двух трубок.

Прежде всего была исследована установка, в которой флуоресцирующие экраны помещались в непосредственной близости к рентгеновским трубкам, помещенным в двух защитных свинцовых будках. Расстояние между экранами было около 2 м. Сравнение яркостей экранов производилось при помощи фотометрической головки по Луммер-Бродхуну, передвигавшейся по фотометрической скамье, расположенной между обоими экранами.

Однако даже при сближении трубок до расстояния в 1 м между ними освещенность экранов при режиме на трубках по 120 кВ, 3 мА была все же несколько недостаточной, так что производство измерений было затруднительно и от непосредственного сравнения пришлось отказаться.

Таким образом оставались следующие пути для производства фотометрических сравнений рентгеновских трубок:

- 1) освещение одного экрана двумя трубками сразу,
- 2) конструирование своего рода дифференциального люксметра, позволявшего бы одновременно измерение двух экранов,



так как освещенность экранов во всех практически интересных случаях была совершенно достаточной для ее измерения люксметром;

3) замена рассеивающих экранов в головке Луммер-Бродхуна на флуоресцирующими экранами.

В данной работе были испытаны первый и третий пути.

При производстве измерений при освещении одного экрана двумя трубками сразу приходится столкнуться с целым рядом различных трудностей, как-то: затруднительность получения тонкой и резкой границы, регулирование яркости свечения обеих половин экрана путем изменения расстояния от одной из рентгеновских трубок или вращения экрана.

Переделка фотометрической головки представлялось более простым делом, чем конструкция специального люксметра на два

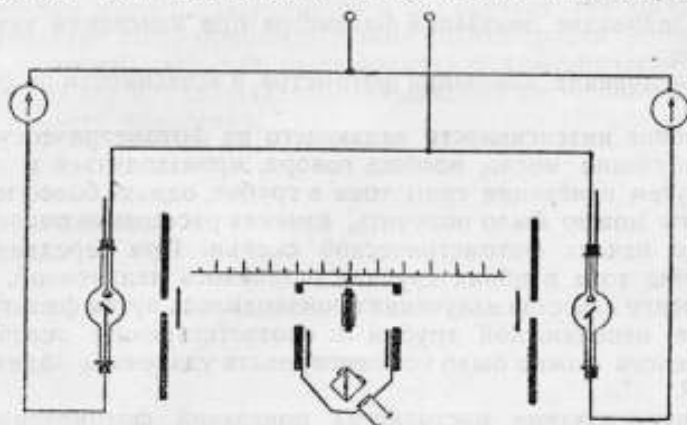


Рис. 1. Схема установки для фотометрического сравнения 2-х рентгеновских трубок.

поля освещения, и поэтому естественно и было остановиться на этом.

Установка (рис. 1) состояла из следующих частей: двух рентгеновских трубок — неподвижной *A* и подвижной *B*, расположенных в двух защитных будках. Для того, чтобы иметь возможность передвигать внутри защитной будки рентгеновскую трубку *B*, был выполнен вполне особый штатив—рельсы, позволявший производить перемещение трубки *B* по заранее заданному направлению между рентгеновскими трубками, на линии соединяющей центры их анодов и центры диафрагм (неподвижных) защитных будок. По той же линии была поставлена фотометрическая скамья (в предварительных опытах длиной в 150 см, в дальнейшем длиной в 50 см). По фотометрической скамье передвигалась фотометрическая головка Луммер-Бродхуна, в которой рассеивающие экраны были заменены флуоресцирующими экранами. Эти послед-

ние были наклеены на свинцовую пластину, предназначенную для защиты каждого из экранов от первичного пучка, падавшего на другой экран.

Для защиты фотометрической головки и наблюдателя от рассеянных рентгеновских лучей на фотометрической скамье была установлена дополнительная защита из свинца и свинцовой резины.

Питание трубок производилось от одного и того же рентгеновского аппарата. Питание самого рентгеновского аппарата производилось от специального мотор-генератора.

Испытание метода заключалось в следующем:

- 1) исследование постоянства показаний фотометра при неизменном излучении;
- 2) исследование показаний фотометра при изменении интенсивности излучения;
- 3) исследование показаний фотометра при изменении качества излучения;
- 4) исследование показаний фотометра в зависимости от фокуса трубки.

Изменение интенсивности падающего на фотометрическую головку излучения могло, вообще говоря, производиться в любой трубке путем изменения силы тока в трубке, однако более точные результаты можно было получить, изменяя расстояние подвижной трубки до начала фотометрической скамьи. При передвижении трубки сила тока в обеих трубках оставалось неизменной.

Изменение качества излучения производилось путем фильтрации излучения неподвижной трубки А: соответствующее ослабление интенсивности можно было компенсировать удалением подвижной трубки В.

Для исследования постоянства показаний фотометрической установки были произведены две серии измерений, при которых изменялось расстояние между трубками. Для каждого расстояния измерения производились при двух положениях экранов. Из обоих измерений бралось среднее. Для соотношения между интенсивностями двух трубок получены следующие числа:

$$\frac{I_B}{I_A} = \begin{array}{cccc|c} 1,44 & 1,44 & 1,54 & 1,46 & \\ \hline 0,80 & 0,82 & 0,84 & 0,79 & 1,14 \pm 0,03 \\ \hline 1,12 & 1,13 & 1,19 & 1,12 & \end{array}$$

Отношение интенсивностей обеих трубок, полученное ионизационным методом, оказалось равным 1,07.

Для исследования показаний фотометрической установки в зависимости от жесткости излучения, излучение неподвижной трубки фильтровалось при помощи алюминиевых фильтров различной толщины, излучение подвижной трубки оставалось постоянным.

Результаты даны в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Фильтр <i>ММ</i> <i>А/В</i>	0,09	0,18	0,5	1,0	1,5
$\frac{I_B}{I_A} = \left\{ \begin{array}{l} 1,54 \\ 0,84 \end{array} \right.$	1,59	1,62	1,76	2,07	—
	0,87	0,88	0,98	1,12	1,23
	1,19	1,23	1,25	1,37	1,60
	1,00	0,97	0,95	0,87	0,74

Ионизационные измерения дают следующие результаты:

1,00	0,96	0,92	0,82	0,71	—
------	------	------	------	------	---

Сравнение обоих рядов чисел показывает, что расхождение между ними, вообще говоря, превышает точность измерения. Таким образом от фотометрического метода нельзя ожидать большой точности при производстве сравнения двух трубок, однако данным методом можно пользоваться в тех случаях, где достаточной представляется лишь приблизительная оценка трубки. Кроме того, следует отметить, что для производства фотометрических измерений нужен все же наблюдатель, обладающий достаточным опытом в этой области измерений.

## INVESTIGATION PHOTOMÉTRIQUE DES TUBES X

Par C. C. Aglinzev et A. A. Porfiriev

(Résumé)

1) Investigation des différentes méthodes de comparaison des tubes X à l'aide de la photométrie des écrans fluorescents.

2) Pour effectuer la photométrie les écrans dispersifs du photomètre de Lummer — Brodhun sont remplacés par des écrans fluorescents, séparés par une couche intermédiaire en plomb. La photométrie est effectuée par méthode ordinaire sur un banc photométrique tronqué, de 50 cm. de longueur.

3) La variation de l'intensité du rayonnement est obtenue en modifiant la distance entre le tube X et le banc, la variation de la qualité du rayonnement — par le filtrage du rayonnement.

4) La méthode photométrique est reconnue comme convenant à une comparaison approximative de 2 tubes X effectuée à l'aide de rayonnements de même qualité, dans des cas n'exigeant pas une précision supérieure à 10%.

## О СВИНЦОВЫХ ЭКВИВАЛЕНТАХ ЗАЩИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

К. К. Аглинцев

При выполнении защитных устройств представляется необходимым знать свинцовый эквивалент того материала, из которого выполняется данное устройство. Наиболее простые соотношения имеют место при применении материалов, защитное действие которых обусловлено содержанием свинца (свинцовое стекло, свинцовая резина); их свинцовый эквивалент от качества излучения не зависит совсем, от ширины поля зависит весьма мало, и поэтому свинцовый эквивалент этих материалов часто даже может быть получен с достаточной точностью путем расчета по плотности материала.

Сложнее обстоит дело для материалов, не содержащих свинца (бариты или строительные материалы, как например: бетоны, кирпичи и т. п.). Их свинцовый эквивалент зависит и от качества излучения и от ширины поля освещения. Зависимость от качества излучения вынуждает необходимость производства измерений на наиболее жестком излучении и не вызывает существенных трудностей при расчете необходимой толщины защитного материала. Зависимость же от размеров поля освещения обусловлена неодинаковым соотношением между мощностью прямого и рассеянного излучения при сравнении свинца и испытываемого материала. Имеющиеся экспериментальные данные имеют противоречивый характер, вследствие чего и был предпринят приводимый ниже расчет, позволяющий установить порядок этого соотношения.

Обозначим через  $W$  энергию излучения (за 1 сек.) и предположим, что на расстоянии  $a$  от источника излучения  $A$  (анода рентгеновской трубки) находится слой защитного материала толщиной  $h$  (рис. 1).

Измерение защитного действия производится в точке  $P$ , причем для получения только характера соотношения можно сделать упрощающее предположение, что точки  $A$  и  $P$  лежат симметрично по отношению к защитному слою.

Рассматриваем элемент объема  $dv$  защитного материала на расстоянии  $x' + x$  от  $A$ , где  $x'$  — часть расстояния от точки  $A$  до элемента  $dv$ , лежащая внутри слоя, и  $x$  — часть этого расстояния в воздухе; соответственно расстояние элемента  $dv$  от  $P$  будет  $y' + y$ .

Очевидно, до элемента  $dv$  доходит излучение, средняя интенсивность которого будет  $\frac{W}{4\pi(x+x')^2} e^{-\mu x'}$

где  $\mu$  — коэффициент ослабления вещества материала. Элемент  $dv$  за 1 сек. рассеивает энергию:

$$\frac{\sigma W}{4\pi(x+x')^2} e^{-\mu x'} dv$$

где  $\sigma$  — коэффициент рассеяния вещества материала. Из рассеиваемого элементом  $dv$  излучения до точки  $P$  доходит излучение интенсивности (средней)

$$\frac{\sigma W}{4\pi(x+x')^2} e^{-\mu x'} \frac{e^{-\mu y'}}{4\pi(y+y')^2} dv$$

Допуская, что толщина  $h$  мала по сравнению с расстоянием  $AP = 2a$ , можно положить (рис. 1):

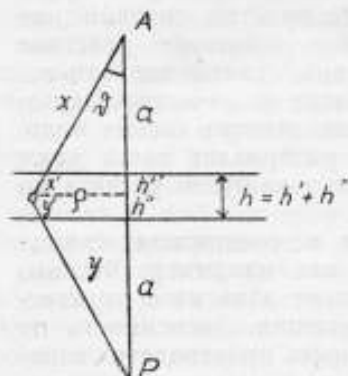


Рис. 1.

$$x' = \frac{h'}{\cos \theta}; y' = \frac{h''}{\cos \theta}; x' + y' = \frac{h}{\cos \theta}$$

$$x = y = \frac{a}{\cos \theta} \quad \frac{x'}{y'} + \frac{x}{y} \approx \frac{x}{y}$$

тогда последнее выражение принимает вид:

$$dl = \frac{\sigma W}{16\pi^2} \frac{\cos^4 \theta}{a^4} e^{-\frac{\mu h}{\cos \theta}} dv$$

Вводя полярные координаты, очевидно имеем:

$$dv = h 2\pi r dr$$

где

$$r = a \operatorname{tg} \theta$$

$$dr = \frac{a d\theta}{\cos^2 \theta}$$

т. е.

$$dv = \frac{2\pi a^2 h \operatorname{tg} \theta d\theta}{\cos^2 \theta} = \frac{2\pi a^2 h \sin \theta d\theta}{\cos^3 \theta}$$

и

$$dl = \frac{\sigma W}{16\pi^2} \frac{\cos^4 \theta}{a^4} \frac{2\pi a^2 h \sin \theta}{\cos^3 \theta} e^{-\frac{\mu h}{\cos \theta}} d\theta$$

или

$$dl = \frac{\sigma W h}{16\pi a^2} 2 e^{-\frac{\mu h}{\cos \theta}} \cos \theta \sin \theta d\theta$$

и окончательно для интенсивности рассеянного излучения

$$I_s = \frac{\sigma W h}{16\pi a^2} \int_0^\pi 2e^{-\mu h} \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{\sigma W h}{16\pi a^2} B(\mu h, \theta)$$

в то время как для прямого излучения очевидно

$$I_0 = \frac{W e^{-\mu h}}{4\pi (2a)^2} = \frac{W e^{-\mu h}}{16\pi a^2}$$

Численное значение интеграла  $B(\mu h, \theta)$  зависит для данного защитного материала как от качества излучения ( $\mu$ ) и толщины защитного слоя ( $h$ ), так и от размеров поля освещения, определяемыми предельным значением  $\theta$  угла  $\theta$ .

Для соотношения между интенсивностями первичного и рассеянного излучения в точке  $P$  имеем:

$$\frac{I_s}{I_0} = \frac{\sigma h B(\mu h, \theta)}{e^{-\mu h}} = e^{\mu h} \sigma h B(\mu h, \theta)$$

Ниже, в табл. 1, приведены результаты вычисления функции  $B(\mu h, \theta)$  для различных значений  $\theta$ , т. е. для различных размеров поля освещения и для двух различных значений  $\mu h$ ; выбранные значения  $\mu h$  соответствуют нефльтрованному излучению, возбуждаемому при 200 kV, при толщинах защитного слоя свинца 1 мм ( $\mu h = 5$ ) и 6 мм ( $\mu h = 12$ ). В табл. 1 приведены также значения  $\operatorname{tg} \theta$ , которыми определяются размеры поля освещения (диаметр поля освещения равен  $a \operatorname{tg} \theta$ ).

Вычисления  $B(\mu h, \theta)$  производилось обычными методами приближенного вычисления определенных интегралов; сведение  $B(\mu h, \theta)$  к табулированным функциям (интеграл — логарифм  $E(-x)$ ) представилось мало удобным.

Таким образом для подсчета соотношения между первичным и рассеянным излучением необходимо иметь данные о значении коэффициентов рассеяния  $\sigma$  и  $\sigma'$  для свинца и защитного материала, данные о значении функции  $B(\mu h, \theta)$  — по типу приведенных в табл. 1 для двух частных случаев  $\mu h = 5$  и  $\mu h = 12$ , а также и данные о толщине  $h$ , защитного материала, т. е. данные о свинцовом эквиваленте материала.

Подобные данные приводились например в известной работе Кейя, а также в сводках, посвященных вопросам защиты (например проф. Усато<sup>1</sup> и Шехтмана).<sup>2</sup>

Приводим результаты некоторых из экспериментальных определений, сделанных в рентгенометрической лаборатории ВИМС. Приводимые таблицы содержат так наз. свинцовые коэффициенты защитных материалов, определяемые как выраженное в процен-

<sup>1</sup> Усатый С. И. Временник Главной палаты мер и весов, вып. 3 (15), 1929.

<sup>2</sup> Шехтман Я. К. Достижения в области рентгенотехники, 3 1933.

Таблица 1

$\rho h = 5$			$\rho h = 12$		
$\theta$	$B(\rho h, \theta) \times 10^4$	$\operatorname{tg} \theta$	$\theta$	$B(\rho h, \theta) \times 10^7$	$\operatorname{tg} \theta$
3° 40'	0,268	0,064	3° 20'	0,202	0,058
5° 10'	0,530	0,090	4° 40'	0,399	0,082
7° 10'	1,05	0,126	5° 45'	0,591	0,100
8° 50'	1,44	0,155	7° 20'	0,96	0,129
10° 10'	2,02	0,179	10° 20'	1,81	0,182
11° 20'	2,48	0,200	12° 40'	2,57	0,225
16° 00'	4,60	0,287	14° 35'	3,23	0,260
22° 10'	8,00	0,407	16° 15'	3,81	0,292
26° 45'	10,44	0,502	17° 45'	4,33	0,320
33° 33'	14,0	0,662	20° 20'	5,19	0,371
44° 25'	16,0	0,980	21° 30'	5,55	0,394
60°	18,0	1,73	22° 38'	5,87	0,418
90°	18,0	$\infty$	31° 00'	7,47	0,600
			36° 52'	8,08	0,750
			41° 25'	8,33	0,882
			48° 10'	9,3	1,117
			60°	9,3	1,73
			90°	9,3	$\infty$

т.е. отношение толщины свинца к эквивалентной ей толщине защитного материала.

Таблица 2

Свинцовые коэффициенты строительных материалов

Материал	Плотность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Свинцовый коэффициент в %			
		75 кВ	100 кВ	125 кВ	150 кВ
Кирпич . . . . .	1,8	0,9	1,0	0,9	0,8
Кирпич . . . . .	1,9	1,0	1,1	1,0	0,9
Штукатурка . . . . .	1,6	0,80	0,85	0,75	—
Бетон . . . . .	2,1	1,1	1,2	1,15	1,1
Шлакобетон . . . . .	1,5	0,85	0,95	0,90	0,85

Приведенные числа находятся в согласии с данными Кэ. Как видно из приведенной таблицы, свинцовые коэффициенты



обычных строительных материалов возрастают приблизительно пропорционально их плотности. Аналогичная зависимость от плотности имеет место и для материалов, защитное действие которых обусловлено содержанием свинца — свинцовое стекло и свинцовая резина.

В табл. 3 приведены результаты определения свинцовых эквивалентов нескольких сортов свинцовых стекол изготовления завода Лензос (1930 г.).

Т а б л и ц а 3

Сорт стекла	Плотность $t/cm^3$	% Рв 0	Свинцовый коэффициент %
3	3,68	48	15,7
8	3,58	45,5	14,3
9	3,60	47	15,0
11	3,86	54	17,1
16	3,20	36,5	10,5
18	4,79	68	26,0
23	4,44	62	23,8
28	2,94	27,5	7,3
31	3,22	36	10,3
47	3,14	33	9,8

В табл. 3 не приводятся значения напряжения генерирования и толщины стекла, так как свинцовый коэффициент свинцового стекла, как было указано выше, не зависит от этих факторов.

Помимо приведенных в табл. 2 и 3 данных, были произведены также определения свинцовых коэффициентов свинцовой резины изготовления завода „Красный треугольник“ и ряда баритовых материалов. Полученные численные значения не представляют чего-либо существенно отличного от данных Кэя и потому не приводятся. Крайне существенно лишь отметить следующее обстоятельство: часто защитные устройства выполняются из спрессованного порошка. В ряде случаев в таких прессованных изделиях оказываются трещины, которые могут быть замечены иногда даже при помощи экрана, поэтому при исследовании подобных устройств необходима крайняя тщательность

На основании приведенных выше данных можно вернуться к вопросу о соотношении между первичным и рассеянным излучением в случае защитного слоя свинца и какого-либо другого защитного материала.

Позади слоя свинца интенсивность излучения будет:

$$I = I_s + I_0 = \left[ e^{-\mu h} + \sigma h B(\mu h, \theta) \right] \frac{W}{16\pi a^2}$$

Позади слоя защитного материала:

$$I_1 = I_{s1} + I_{01} = \left[ e^{-\mu_1 h_1} + \sigma_1 h_1 B(\mu_1 h_1, \theta) \right] \frac{W}{16\pi a^2}$$

причем очевидно следует положить

$$\mu_1 h_1 = \mu h \quad I_{01} = I_0 \quad B(\mu_1 h_1, \theta) = B(\mu h, \theta)$$

и следовательно

$$\frac{I_1}{I} = \frac{I_{s1} + I_{01}}{I_s + I_0} = \frac{e^{-\mu_1 h_1} + \sigma_1 h_1 B(\mu_1 h_1, \theta)}{e^{-\mu h} + \sigma h B(\mu h, \theta)} = \frac{1 + e^{\mu h} \sigma_1 h_1 B(\mu h, \theta)}{1 + e^{-\mu h} \sigma h B(\mu h, \theta)}$$

подставляя численные значения для частного случая

$$\theta = 60^\circ \quad h = 6 \text{ м.м} \quad h' = 600 \text{ м.м} \quad \frac{\sigma}{\rho} = 1,0 \quad \frac{\sigma_1}{\rho_1} = 0,2$$

$$\frac{I_1}{I} = \frac{1 + 1,6 \cdot 10^5 \cdot 0,22 \cdot 60 \cdot 9 \cdot 10^{-7}}{1 + 1,6 \cdot 10^5 \cdot 1,0 \cdot 11 \cdot 0,69 \cdot 10^{-7}} \approx 2,2$$

Конечно, полученный результат может рассматриваться лишь как первое приближение; на точности результата сказываются следующие упрощающие предположения: 1) не учитывалось изменение длины волны рассеянного излучения вследствие Комптона-эффекта, 2) при подсчете рассеяния легким защитным материалом, очевидно, нарушается предположение о малости толщины материала  $h_1$  по сравнению с расстоянием  $a$  и наконец 3) не учитывалось характеристическое излучение защитного материала и свинца, возникающее при ослаблении первичного пучка. Легко видеть, что эти допущения не могут однако существенно исказить правильность результата.

Найдем, насколько следует увеличить толщину  $h_1$  защитного материала, чтобы получить эквивалентное свинцу защитное действие в широком пучке.

Добавочная толщина защитного материала  $\Delta h_1$ , согласно найденного соотношения  $I_1/I$ , определяется из условия, что интенсивность излучения позади защитного слоя должна быть ослаблена еще приблизительно в 2,2 раза, до значения, равного интенсивности  $I$  позади слоя свинца.

Таким образом имеем:

$$I = I_1 e^{-\mu_1 \Delta h_1}$$

Откуда

$$e^{\mu_1 \delta h_1} = \frac{l_1}{l} = 2,2$$

т. е.

$$\mu_1 \delta h_1 = \lg 2,2 \cong 0,8$$

$$\delta h_1 = \frac{0,8}{\mu_1} = \frac{0,8}{0,2} = 4 \text{ см} = 40 \text{ мм}$$

Поэтому необходимо толщину защитного слоя легкого материала в широком пучке увеличить на 10—20% по сравнению с толщиной, определяемой по найденному в узком пучке свинцовому эквиваленту материала.

## LES ÉQUIVALENTS EN PLOMB DES SUBSTANCES PROTECTRICES

Par C. C. Aglínzév

(Résumé)

Ce travail contient les données expérimentales sur les équivalents en plomb: caoutchouc au plomb, verre au plomb, quelques matières, employées pour les constructions, etc.

Le rapport entre les intensités du rayonnement primaire et dispersé par la couche protectrice fut calculé dans le cas actuel conformément aux dimensions du champ d'irradiation.

Le calcul fut effectué pour un point situé symétriquement à la source de rayonnement par rapport à la couche protectrice, à une distance de beaucoup supérieure à l'épaisseur de la couche.

Le rapport obtenu fut employé pour les calculs numériques dans des cas présentant un intérêt pratique particulier; ainsi fut établi que l'équivalent en plomb d'une matière dispersive dépendait des dimensions du champ d'irradiation et que, ce champ étant large et la couche protectrice consistant en une matière de faible numéro atomique, il suffisait d'augmenter l'épaisseur de la couche protectrice de 15 — 20% comparativement à la valeur obtenue dans un faisceau étroit (la tension montant jusqu'à 200 kV).

## К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ВЫСОКОГО НАПРЯЖЕНИЯ НА ЗАЖИМАХ РЕНТГЕНОВСКИХ ТРУБОК

И. В. Поройков

В обширной литературе, посвященной вопросу об измерении „высокого напряжения“, несмотря на большое разнообразие приводимых способов, нельзя указать такого, который удовлетворял бы в полной мере требованиям, предъявленным к измерительному прибору в рентгеновских установках.

Кроме удобств в обращении, эти требования сводятся к следующему: 1) постоянный и непосредственный отчет, 2) независимость показаний от каких-либо посторонних влияний, 3) применимость в установках любого типа.

Главнейшим препятствием для использования в этом случае обычных способов<sup>1</sup> служит малая мощность трансформаторов и наличие выпрямительного устройства в высоковольтной цепи (40—200 kV). Наиболее распространенными являются методы разряда между шарами и спектрометрический.

В условиях работы рентгеновских установок, первый из этих способов не дает надежных результатов, вследствие легко возникающих перенапряжений, что приводит к преувеличенности полученных значений.<sup>2</sup>

Наиболее точный метод — спектрометрический — имеет тот крупный недостаток, что требует длительной экспозиции и не позволяет сделать непосредственный отчет в каждый данный момент, а потому может быть использован лишь как контрольный и то для напряжений не свыше 120—150 kV. Для более высоких напряжений, без применения микрофотометра, этот способ теряет свое основное преимущество — точность.

Следует добавить, что оба указанные способа дают максимальное значение напряжения, между тем как для оценки мощности, потребляемой рентгеновской трубкой, важно знать среднее значение напряжения подводимого к трубке. Для этой цели удобно воспользоваться тем обстоятельством, что, во первых, энергия катодного пучка в трубке Кулиджа, при постоянной силе протекающего тока, пропорциональна  $U_{cp}$ ; во вторых — эта энергия почти целиком преобразуется в теплоту, так как изве-

<sup>1</sup> Рагг. Elektrotechnik und Maschinenbau — 34. 857. 1928.

<sup>2</sup> Рагг и Хаас. Fortschritte a. d. geb. d. Röntgenstrahlen XXXVII 510. 1928.

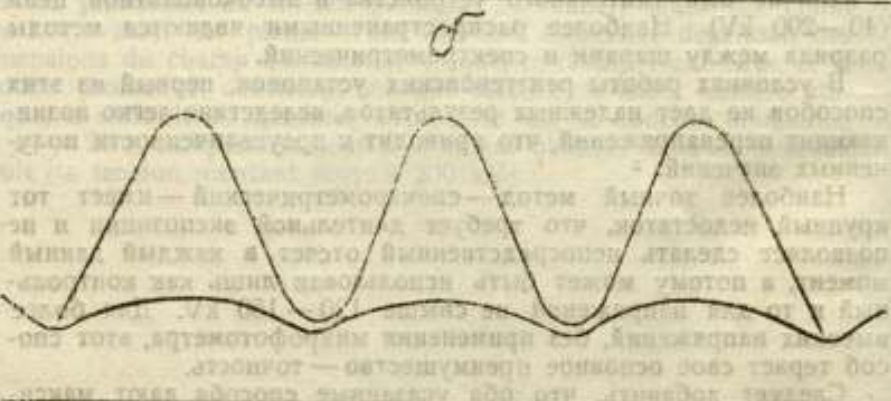
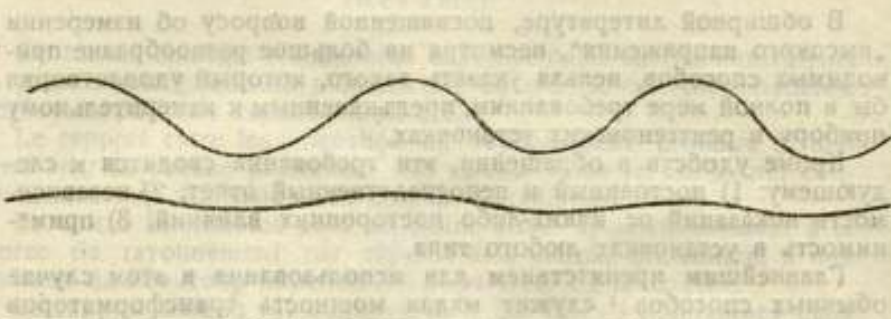
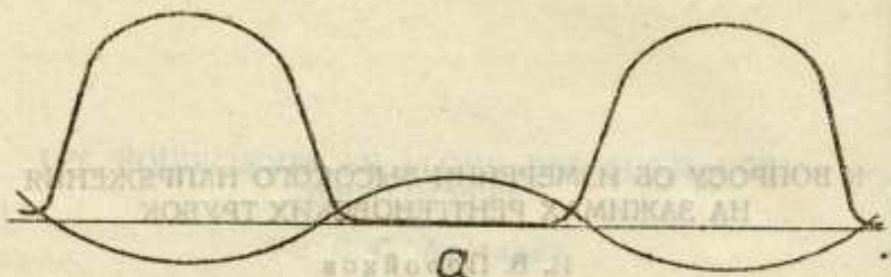


рис. 1. Осцилограммы кривых напряжения и эмиссионного тока, протекающего через рентгеновскую трубку (жирные кривые):

- a) переменное напряжение  $U_m = 40 \text{ кВ}$ ;  $I = 1,8 \text{ мА}$ ;
- b) механическое выпрямление  $U_m = 30 \text{ кВ}$ ;  $I = 3,5 \text{ мА}$ ;
- c) кенотронное выпрямление  $U_m = 50 \text{ кВ}$ ;  $I = 2,2 \text{ мА}$

стио, что в рентгеновские лучи переходит лишь незначительная часть энергии катодного пучка порядка  $0,5 \div 1,0\%$ .

Так как действующее значение мощности катодного пучка

$$P_k = J U_{cp}, \dots \dots \dots (1)$$

то количество тепла, выделяемого ежесекундно

$$Q = 0,24 J U_{cp} \dots \dots \dots (2)$$

Здесь  $J$  сила анодного тока в мА по прибору и  $U_{cp}$  — среднее значение напряжения в кВ.

Сила тока  $J$ , протекающего через трубку Кулиджа, даже при пульсации напряжения остается почти неизменной, в виду постоянного наличия условий напыщения.

Иллюстрацией к сказанному служат осциллограммы а), б), в) рис. 1, где приведены кривые тока и напряжения для случаев работы трубки на переменном напряжении и на пульсирующем напряжении с механическим и кенотронным выпрямлением.

Определение количества выделившейся теплоты может быть легко сделано путем измерения разности температур охлаждающей проточной жидкости до и после замкнутой полости анода, так как анод трубки Кулиджа с водяным охлаждением представляет собой некоторый калориметр.

Очевидно

$$Q = c \cdot v \cdot \Delta T, \dots \dots (3)$$

где  $v$  — скорость протекания жидкости ( $\frac{см^3}{сек}$ ) и  $c$  — объемная теплоемкость ее.

Из выражений (2) и (3) получаем

$$U_{cp} = \frac{c \cdot v \cdot \Delta T}{0,24 J} = A \cdot \Delta T \dots \dots (4)$$

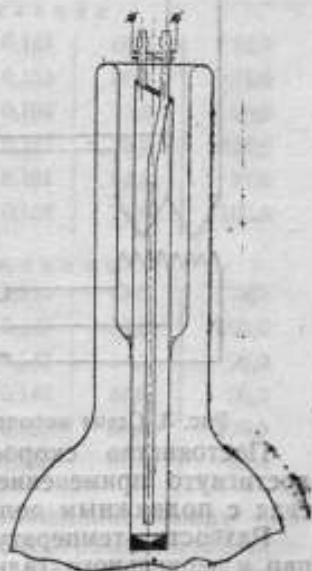


Рис. 2. Разрез анода трубки экспериментального прибора, сверху конца (Б) термпар.

<sup>1</sup> Rump. W. Z. f. Phys. 43, 254, 1927; 44, 396, 1927.

т. е. линейную зависимость между средним значением рабочего напряжения и разностью температур.

На рис. 2 показан разрез анода трубки Кулиджа для теплового метода измерения напряжения.

Рис. 3 представляет схему включения прибора.

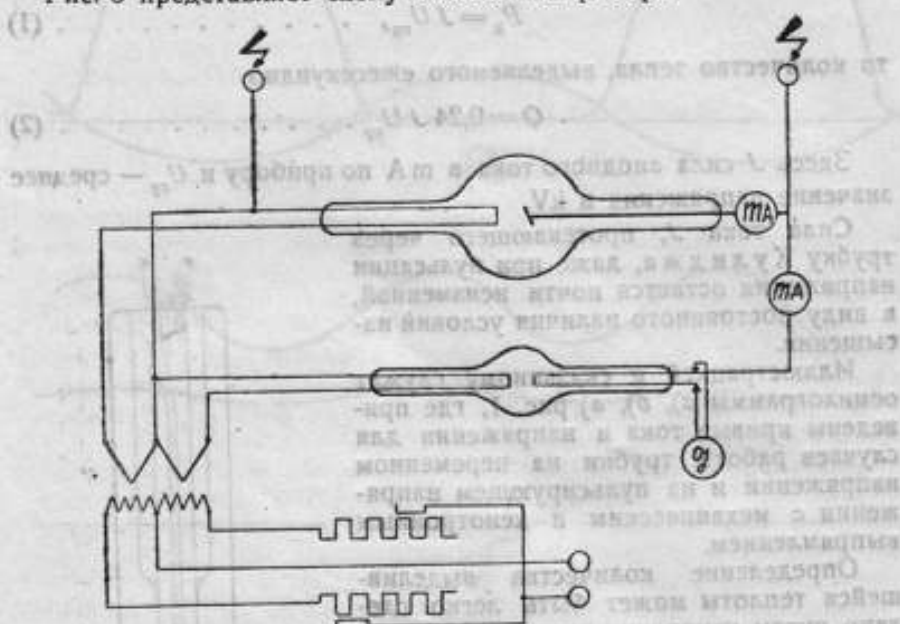


Рис. 3. Схема включения электронного теплового киловольтметра.

Постоянство скоростей протекания жидкости может быть достигнуто применением либо сосуда Мариотта, либо сосуда с подвижным поплавком.

Разность температур легко измеряется с помощью термопар и зеркального гальванометра, шкала которого может быть проградуирована непосредственно в киловольтах. Весь прибор располагается в том же помещении, где и рабочая рентгеновская трубка.

Как видно из выражения (4), точность полученного значения  $U_{cp}$  зависит от точности измерения  $v$ ,  $J$  и  $\Delta T$ , а также от того, в какой мере допустимо пренебречь потерей энергии катодного пучка на рентгеновское излучение.

Однако в самом худшем случае, как показывает подсчет, ошибка не превышает 2,5%.

Таким образом можно утверждать, что значение  $U_{cp}$ , даваемое тепловым киловольтметром, является столь же надежным, как и значение  $U_m$ , определяемое спектрометрическим путем.

Сравнительное исследование трех способов измерения напряжения у трубки, а именно: разряда между шарами  $D = 12,5$  см спектрометрического и теплового — подтверждает сказанное.



В табл. 1 приведены численные значения, взятые как среднее из ряда наблюдений. Переход от  $U_{cp}$  к  $U_m$  для теплового метода производился путем умножения на коэффициент  $K = \frac{U_m}{U_{cp}}$  найденный из осциллограмм.

Таблица 1

Катодный тепловой киловольтметр						Спектроскопический		Разрядник $d = 12,5$ см
$I$ (mA)	$\Delta T^\circ$	$\nu$ ( $\frac{cm^2}{сек.}$ )	$U_{cp}$ (kV)	$K$	$U_m$ (kV)	$\lambda_0$ (Å)	$U_m$ (kV)	$U_m$ (kV)
Кенотронное выпрямление								
2	8,0	1,83	60,5	1,07	65,0	0,187	66,0	72,0
2	10,0	1,82	76,0	1,07	82,0	0,155	80,0	91,0
4	8,1	1,99	67,5	1,10	74,0	0,164	75,0	85,0
4	9,25	2,01	77,5	1,10	85,0	0,143	86,0	105,0
6	6,4	2,00	53,5	1,17	63,0	0,191	64,5	83,0
6	8,0	2,01	67,0	1,16	78,0	0,156	79,0	100,0
Механическое выпрямление								
2	7,1	1,92	56,0	1,10	62,0	0,210	61,5	74,0
2	10,0	1,92	80,0	1,07	85,0	0,140	88,0	100,0
4	8,9	1,94	73,0	1,14	83,0	0,147	84,0	96,0
6	9,2	1,92	73,5	1,18	85,5	0,142	87,0	90,0
6	10,0	1,91	79,5	1,16	92,0	0,137	90,0	100,0
8	8,8	1,77	65,0	1,23	80,0	0,155	80,0	80,0

Как видно из таблицы, наибольшее расхождение между данными по катодному киловольтметру и спектрограммами не превышает 2,5% между тем как значения, даваемые разрядником, лежат значительно выше (отклонение до 25%).

Основными преимуществами теплового метода являются: его абсолютность, возможность непосредственного определения среднего рабочего напряжения у трубки во время ее работы и возможность подбора оптимальных условий измерения заданного интервала напряжений путем изменения параметров  $\nu$  и  $J$ .

Определение среднего значения напряжения у трубки необходимо не только для характеристики рентгеновских лучей, но также и для технических целей. Примером может служить исследование самой рентгеновской установки. В частности — определение коэффициента полезного действия выпрямительных устройств.

Такое исследование было проведено на одной и той же установке для механического и кенотронного выпрямления (схема Гретца с конденсаторами).

Табл. 2 и 3 содержат численные значения, а рис. 4 и 5 представляют ход изменения коэффициента полезного действия в зависимости от первичного напряжения, как выпрямительного устройства  $\eta_k = \frac{P_k}{P_1} = \frac{J \cdot U_{cp}}{J_1 U_1 \cos \varphi_1}$ , так и всей установки  $\eta_2 = \frac{P_k}{P_1 + P_2}$  для различных значений анодного тока  $J$ .

Таблица 2  
Механическое выпрямление

$U_1$ (v)	$P_1$ (w)	$P_2$ (w)	$U_{cp}$ (kV)	$I$ (mA)	$P_k$ (w)	$\eta_1$ %	$\eta_2$ %
45	120	720	25,8	2	52	43,0	6,2
70	200	720	45,3	2	91	45,3	9,9
90	260	720	58,5	2	117	45,0	11,9
104	310	720	71,0	2	142	45,6	13,8
125	420	720	93,6	2	187	44,5	16,4
144	525	720	110,0	2	220	42,0	17,6
45	190	710	18,4	4	74	38,6	8,2
70	310	708	34,5	4	138	44,5	11,7
90	400	704	48,5	4	194	48,5	17,5
115	560	700	70,5	4	282	50,2	22,4
125	640	696	82,0	4	328	51,0	24,4
144	820	692	100,0	4	400	48,5	26,4
161	950	690	114,0	4	455	48,0	27,8
70	405	687	26,1	6	157	38,0	14,4
90	530	685	42,0	6	252	47,5	20,6
115	740	682	63,0	6	380	51,0	25,6
131	880	680	74,5	6	465	53,0	29,8
144	1060	678	88,5	6	530	50,0	30,6
161	1300	675	104,5	6	629	48,4	31,8
73	515	674	22,0	8	176	34,0	16,2
104	770	672	46,2	8	370	48,0	25,6
125	1050	668	65,0	8	520	49,5	30,1
135	1180	665	73,0	8	586	51,0	32,4
152	1430	660	88,5	8	705	49,5	33,6

Как видно из рис. 4 и 5, коэффициент полезного действия установки с кенотронным выпрямителем (исследование производилось при силе тока накала кенотронов 7 А) достигает 65% и моно-

Таблица 3

## Кенотронное выпрямление

$U_1$ (v)	$P_1$ (w)	$P_s$ (w)	$U_{cp}$ (kV)	$I$ (mA)	$P_k$ (w)	$\eta_1$ %	$\eta_2$ %
45	139	880	44,5	2	89	64,0	8,75
70	205	875	62,0	2	124	61,0	11,5
90	265	870	76,5	2	153	58,0	13,5
104	325	868	89,0	2	178	55,0	14,9
45	240	875	38,2	4	153	63,5	13,7
70	355	870	55,6	4	222	62,5	18,0
90	440	867	68,5	4	274	62,4	21,0
104	530	865	79,5	4	318	60,0	23,0
45	360	865	32,5	6	195	54,0	15,9
80	550	855	53,5	6	320	58,8	23,5
96	660	847	66,0	6	396	66,0	26,2
104	710	842	71,5	6	429	60,5	27,6
115	830	838	82,5	6	495	59,7	29,7

тонно убывает с увеличением нагрузки, при одном и том же значении силы тока накала кенотронов; в то время как для установки с механическим выпрямлением он достигает лишь 53%.

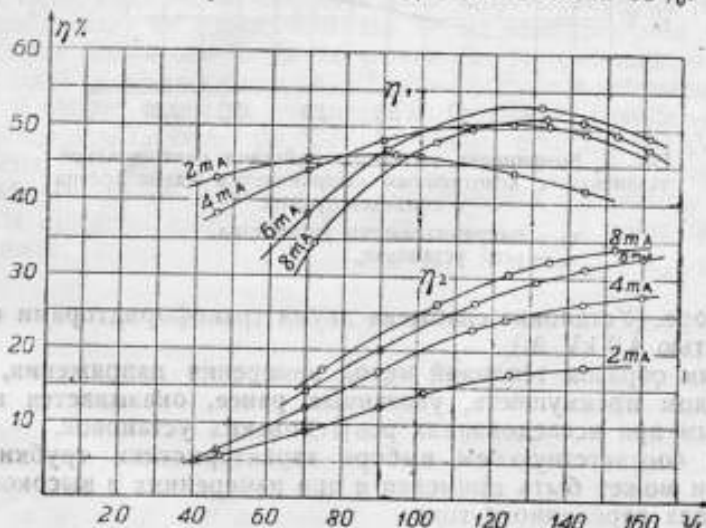


Рис. 4. Коэффициент полезного действия рентгеновской установки с механическим выпрямлением:

$\eta_1$  — выпрямительного устройства,  
 $\eta_2$  — всей установки.

Для исследованного механического выпрямительного устройства это значение коэффициента полезного действия достигается при  $I = 6 \text{ m A}$  и  $U_1 = 120 \text{ V}$ .

Кривые  $\eta_2 = f(U_1)$  показывают, что в пределах выбранных нагрузок кенотронное выпрямление является экономичнее механического. Следует однако заметить, что это различие стирается по мере увеличения первичного напряжения на зажимах транс-

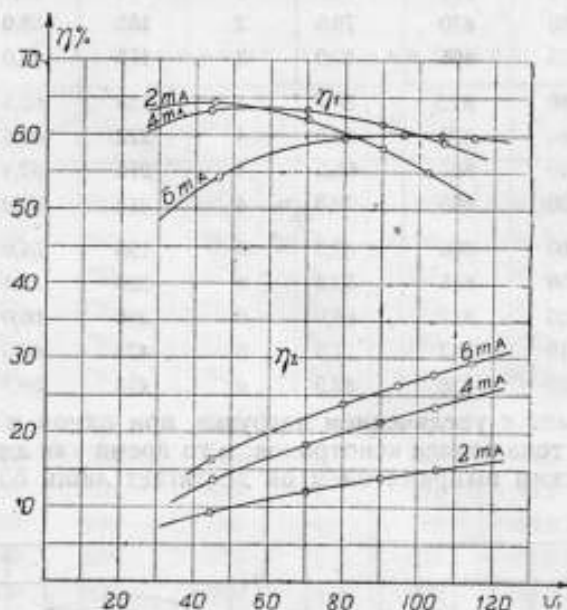


Рис. 5. Коэффициент полезного действия рентгеновской установки с кенотронным выпрямителем (схема Гретца с конденсаторами):  
 $\eta_1$  — выпрямительного устройства,  
 $\eta_2$  — всей установки.

форматора. (Установка снабжена двумя трансформаторами общей мощностью 4,0 kV A.)

Таким образом тепловой метод измерения напряжения, обладая рядом преимуществ, указанных ранее, оказывается весьма полезным при исследованиях рентгеновских установок.

При соответствующем выборе характеристики трубки прибора, он может быть применен и при измерениях в высоковольтных цепях переменного тока.

## MESURE DE LA HAUTE TENSION SUR LES BORNES DU TUBE X

(Résumé)

Par I. V. Poroikov

L'article contient l'examen de la méthode à suivre pour la mesure de la tension sur les bornes du tube X d'après la différence des températures d'un liquide courant et réfrigérant avant et après le volume fermé de l'anode d'un tube X spécial, connecté parallèlement au tube de travail.

La dépendance linéaire se trouve entre la valeur moyenne de la tension  $U$  et la différence des températures.

$$U = A \cdot \Delta T.$$

La valeur absolue de  $U$  peut être trouvée avec une précision non inférieure à 2,5%, ce qui est confirmé par les données expérimentales. Cette méthode fut employée pour l'investigation du rendement des redresseurs du contact-tournant et de kénotron pour le même générateur des rayons X. Il se trouve que le rendement du redresseur rotatif ne dépasse guère 53%, tandis que pour le redresseur à kénotron, il atteint, même en présence d'un insuffisant chauffe — cathode des kénotrons, la valeur de 65%. La charge optimale (80 kV, 6m A) peut être indiquée pour le redresseur rotatif, tandis que le rendement du redresseur à kénotron diminue uniformément. La tension augmentant, la différence entre les redresseurs s'élimine au point de vue du rendement.

## ВЫПРЯМИТЕЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ РЕНТГЕНМЕТРА СИМЕНСА

А. А. Порфирьев

При всех достоинствах рентгенметра Сименса для медицинской практики он имеет одно крупное неудобство, заключающееся в наличии четырех аккумуляторных батарей, требующих регулярного ухода. Но уход за аккумуляторами в условиях медицинского рентгеновского кабинета представляется, за редкими

исключениями, весьма трудным, вследствие чего аккумуляторы быстро портятся, и рентгенметр оказывается в нерабочем состоянии. Естественно поэтому возникновение вопроса о замене аккумуляторных батарей выпрямительным устройством.

На рис. 1 представлена схема рентгенметра, из которой видно назначение каждой из батарей. Батарея  $B_1$  служит для накала уси-

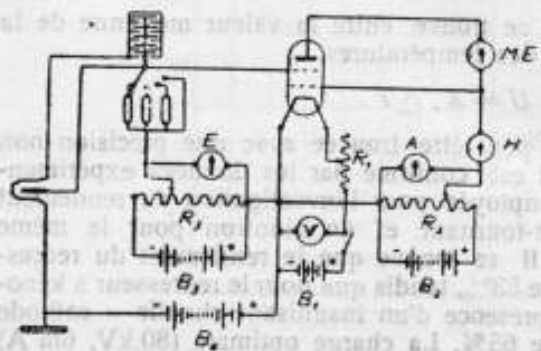


Рис. 1. Принципиальная схема рентгенметра Сименса.

лительной лампы. Очевидно заменить ее выпрямителем трудно, так как требуется ток порядка 0,4 А при 6—8 В. С другой стороны, питать накал переменным током тоже нельзя, не нарушая устойчивости режима работы усилительной схемы. Следовательно батарее  $B_1$  приходится оставить и для обеспечения постоянной работы рентгенметра, можно лишь снабдить ее купроксным выпрямителем, который приключается постоянно к сети переменного тока и непрерывно производит зарядку батарей.

Что касается батарей  $B_2$ ,  $B_3$  то их заменить можно, так как расход тока для питания регулировочных реостатов  $R_2$  и  $R_3$  порядка 30—40 мА. Батарея  $B_4$  служит только для сообщения потенциала на ионизационную камеру (ток порядка  $10^{-8}$  А).

Так как режим усилительной лампы чувствителен к колебаниям напряжения в питающих батареях, то и их замена выпря-

мительным устройством возможна лишь при независимости выпрямленного напряжения от колебаний напряжения в питающей сети переменного тока. Эти колебания могут быть мгновенными и длительными, причем те и другие колебания необходимо устранить. Это создает трудности в изготовлении выпрямительного устройства.

Обычная стабилизация напряжения помощью барретора здесь мало пригодна из-за инерции действия барретора. В выполненном устройстве стабилизация напряжения достигается комбинацией трансформатора с разомкнутым сердечником и неоновой лампы. Схема такого устройства показана на рис. 2. Здесь  $K_1, K_2, K_3$  кенотроны В 0—116,  $T_1$  — трансформатор накала кенотронов,  $T_2$  — трансформатор с разомкнутым сердечником,  $T_4$  — трансформатор для получения нужных выпрямленных напряжений,  $T_3$  — компенсационная обмотка на трансформаторе  $T_1$ ,  $N$  — неоновая лампа.

Вторичная обмотка трансформатора  $T_2$  и компенсационная обмотка  $T_3$  включены так, что их электродвижущие силы направлены противоположно. Так как вольтамперная характеристика неоновой лампы известна, то, подбирая соответствующие характеристики для трансформатора  $T_2$  и компенсационной обмотки  $T_3$ , можно добиться, при наложении этих трех характеристик, некоторого стабилизированного участка, в котором напряжение на зажимах трансформатора  $T_4$  будет оставаться постоянным при колебаниях напряжения в питающей сети.

Для облегчения подбора соответствующей характеристики воздушный зазор сердечника трансформатора  $T_2$  выполнен так, чтобы его можно было регулировать.

В описанном устройстве выпрямленное напряжение остается постоянным при колебаниях напряжения питающей сети в пределах  $\pm 30\%$ .

Для лучшего сглаживания пульсаций выпрямление двух-полупериодное с включением емкостей  $C_1 = 6 \mu F$ ,  $C_2 = 3 \mu F$ ,  $C_3 = 4,5 \mu F$  и самоиндукций  $L_1$  и  $L_2$ . Сопротивление  $R$  включено для подбора нулевой точки обмотки трансформатора  $T_4$ .

Все устройство имеет небольшие размеры и помещается в столিকে рентгенметра Сименса.

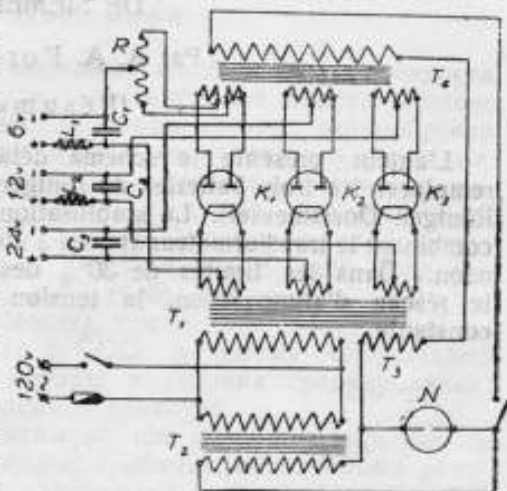


Рис. 2. Выпрямительная схема к рентгенметру Сименса.

Одним из основных требований к схеме является возможность замены при необходимости выпрямителя на другой от другого источника питания. Это возможно, если выпрямитель имеет стандартные клеммы для подключения к сети. Это может потребоваться в случае поломки выпрямителя.

## SCHEMA D'UN REDRESSEUR POUR LE RÖNTGÉNOMÈTRE DE SIEMENS

Par A. A. Porfiriev

(Résumé)

L'auteur présente le schéma détaillé d'un redresseur, destiné à remplacer les trois batteries du röntgénomètre de Siemens (Siemens Röntgen Dosismesser). La stabilisation de la tension est réalisée en combinant le transformateur spécial à noyau ouvert avec la lampe au néon. Dans les limites de 30% des variations de la tension dans le réseau d'alimentation, la tension redressée reste pratiquement constante.



В данном устройстве выпрямленное напряжение остается постоянным при колебаниях напряжения сети в пределах 30%. Для этого использованы специальные трансформаторы T1 и T2, а также лампы накаливания L1 и L2. Схема выпрямителя выполнена на вакуумных диодах V1, V2, V3 и V4. Благодаря наличию лампы накаливания L1 и L2 обеспечивается стабильность выходного напряжения. При необходимости можно заменить выпрямитель на другой от другого источника питания.



## МЕТОДЫ ГРАДУИРОВКИ РАБОЧИХ РЕНТГЕНМЕТРОВ

И. В. Поройков

Успехи применения рентгеновских лучей в промышленности и медицине в значительной степени зависят от обмена опытом, что представляется возможным, лишь при условии единообразия качественной и количественной оценки рентгеновского излучения. Основным звеном такого единообразия является испытание и градуировка тех рентгенметров, которые служат для измерений в практике. В медицинских кабинетах Союза имеется большое число дозиметров зарубежных фирм, которые либо вовсе не отградуированы в рентгенах, либо требуют проверки этой градуировки (например, после ремонта). Кроме того началось производство таких приборов у нас в СССР и потому чрезвычайно важно теперь же указать те методы и условия градуирования, которые обеспечивают необходимое единство.

Рентгенметр может быть испытан или отградуирован только в тех лабораториях Союза, которые снабжены образцовыми рентгенметрами I класса точности, сверенными с образцовыми приборами Всесоюзного института метрологии и стандартизации. Это положение является основной предпосылкой сохранения единства измерений. Согласно классификации измерительных приборов, рентгенметром I класса точности называется прибор, обеспечивающий измерение физической дозы рентгеновских лучей в воздухе с точностью  $\pm 2\%$ , независимо от качества и мощности излучения в границах, зафиксированных в свидетельстве.

Такой предел точности обусловлен тем, что по современному состоянию приборостроения он может быть еще достигнут и гарантирован в широких границах качества излучения, в то время как повышение точности сопряжено с необходимостью ограничения более узкого диапазона излучений, для которых может быть применен прибор. Вместе с тем указанная точность для большинства энергетических измерений рентгеновских лучей является вполне достаточной.

Следующим положением в вопросах градуировки является указание на то, какие приборы могут быть приняты для градуировки.

В рентгенах и производных от нее единицах могут быть отградуированы лишь те дозиметры, которые при выполнении правил употребления дают устойчивые показания во времени

с отклонением от среднего значения измеряемой величины не выше 5%, при неизменном излучении.

Столь широкие пределы колебаний показаний приборов выбраны по той причине, чтобы не лишать возможности кабинеты и лаборатории, где имеются устаревшие типы дозиметров, пользоваться единицей рентген. Дальнейшее расширение этих пределов ограничивается теми требованиями точности, которые ставит практика применения рентгеновских лучей.

Выполнение первых двух условий еще не обеспечивает необходимого единства измерений, так как сам процесс градуировки, а также форма, в которой результат сообщается владельцу прибора, могут служить источниками расхождений. Отсюда вытекает необходимость установления тех положений в методах градуировки, которые являются основными и наиболее общими.

Излучение, при котором производилось сравнение показаний приборов, должно быть охарактеризовано максимальным значением напряжения, подводимого к трубке, толщиной и материалом фильтра и значением слоя половинного ослабления в меди, алюминии или целлофане в зависимости от жесткости лучей.

Указание всех трех величин необходимо для того, чтобы исключить возможность ошибочной оценки качества излучения вследствие различия форм кривых напряжения рентгеновских аппаратов.

В качестве материала слоя половинного ослабления следует в возможно широком диапазоне применять медь (вплоть до  $\Delta_{Cu} = 0,05$  м.м.), так как это облегчает использование качественной диаграммы излучений.

Целлофон предназначается для измерений слоя половинного ослабления наиболее мягких рентгеновских лучей, именно для  $\Delta_{Al} < 0,05$  м.м.

Градуировка рентгенметра должна производиться на излучениях различного качества с выбором их так, чтобы имелось не менее пяти „точек“, равномерно расположенных в рабочей области значений слоев половинного ослабления.

В результате сличения показаний приборов должны быть выяснены следующие данные градуируемого рентгенметра. Значение постоянной прибора, ход изменения этой постоянной в зависимости от качества излучения, верхний и нижний предел мощности физической дозы рентгеновских лучей, для которых справедливы значения постоянной, положение прибора в пространстве и камеры его в пучке лучей, которые отвечают найденным значениям постоянной.

Постоянная прибора может быть задана различно в зависимости от типа прибора, однако можно указать три способа, которые охватывают большинство существующих типов приборов. Для приборов ионизационных, в которых фиксируется достижение некоторой физической дозы в воздухе камеры и не снабженных

радиоактивным контролем, постоянная задается в виде числа рентгенов на один этап действия прибора; например на один сигнал, или на один переход указателя прибора от  $m$  до  $n$  деления шкалы.

Для приборов ионизационного действия с постоянным отклонением указателя, не снабженных радиоактивным контролем, или приборов иного неионизационного действия постоянная задается как число рентгенов в минуту на одно деление шкалы.

Наконец для ионизационных приборов, снабженных радиоактивным контролем, постоянная дается в виде числа, на которое следует умножить отношение показаний прибора при работе от контрольного ионизатора к показанию при работе от рентгеновских лучей, чтобы получить мощность физической дозы в  $\frac{r}{min}$  или физическую дозу в  $r$ .

В том или ином случае для удобства практического применения прибора допустимо несколько отступить от указанных способов задания постоянной, как например в приборах, имеющих регулировку для поддержания постоянства показаний прибора при работе от контрольного ионизатора, почему совершенно необходимо в документе о градуировке точно определять, какая величина принята за постоянную прибора.

Зависимость постоянной от качества излучения полезно одновременно с таблицей численных значений иллюстрировать графиком. Верхний и нижний пределы мощности физической дозы определяется либо опытным путем, либо исходя из расчета, что ошибка в отсчете показаний прибора не должна превышать  $\pm 2\%$ . Такая погрешность еще допустима для практики даже в случаях колебаний в показаниях прибора, происходящих от других причин в  $\pm 4\%$ . Если показания прибора зависят от положения его в пространстве, а также камеры в лучке рентгеновских лучей, то градуировку следует производить в том положении, которое считается нормальным согласно правил употребления прибора.

В случаях, когда таких указаний не имеется, градуировку ионизационных приборов следует производить в условиях горизонтальности оси измерительного электрода камеры и перпендикулярности ее к центральному лучу. Если камера не имеет формы тела вращения или снабжена специальной входной стенкой, необходимо эту последнюю располагать нормально к центральному лучу. Все перечисленные сведения вместе с теми дополнительными замечаниями, которые могут оказаться необходимыми, должны быть помещены в выдаваемый документ о градуировке прибора.

Процедура сличения показаний приборов, как правило, должна производиться в лаборатории, выдающей документ, и лишь в крайних случаях, когда пересылка градуируемого прибора может повлечь за собой потерю смысла градуировки, как например

в случае ионизационных приборов без радиоактивного контроля, допустим выезд с образцовым рентгенметром к месту нахождения градуируемого прибора. В связи с этим в лабораториях, производящих градуировку рентгенметров, рекомендуется иметь два образцовых прибора: один — лабораторного типа с цилиндрической камерой, другой — практический с малой камерой в форме наперстка для выездов на места. Метод сравнения показаний приборов, принятый при градуировке, играет наиболее существенную роль в смысле сохранения единства измерений рентгеновского излучения. В литературе имеется достаточно указаний на источники ошибок при сравнениях двух приборов, причем основные из них заключаются в пересчетах расстояний и изменения режима генерирования лучей во время производства измерений.

Можно рекомендовать два способа сравнения рентгенметров. Первый способ относится к случаю цилиндрической камеры у образцового прибора.

На избранном излучении в расстоянии от фокуса трубки, удобном для обоих приборов, производится измерение средней мощности физической дозы в воздухе образцовым рентгенметром, согласно с общими правилами физических измерений и с непрерывной записью показаний специальной измерительной камеры-свидетеля. На том же самом расстоянии и в том же пучке лучей производится измерение этой же величины градуируемым прибором при нормальном рабочем положении его, также с записью показаний камеры-свидетеля.

Последняя служит для исключения ошибок вследствие изменения режима генерирования лучей за время производства измерений. Полученное таким образом показание градуируемого прибора, после приведения его к тому же значению показаний камеры-свидетеля, какое было при измерениях образцовым прибором, может быть приписано той мощности физической дозы в воздухе, которая получена по образцовому рентгенметру. Само собой разумеется, что образцовый прибор должен быть снабжен набором диафрагм различного диаметра для подбора оптимальных условий измерений.

Второй способ относится к образцовому прибору с наперстковой камерой.

В этом случае камеры обоих приборов располагаются в одном и том же пучке лучей друг против друга в горизонтальной плоскости, симметрично относительно центрального луча. Расстояние между концами камер должно быть не менее 2 см и поле освещения на каждую камеру не менее 4-кратной площади тени камеры. Камера должна быть симметрично расположена в середине поля освещения.

На избранном излучении в одинаковом расстоянии от фокуса трубки, удобном для отсчета по обоим приборам, производятся измерения мощности физической дозы одновременно обоими рентгенметрами по общим правилам физических измерений.

При градуировке приборов с малыми камерами (наперстковыми или другого вида) необходимо, чтобы ближайшие поверхности рассеивающих тел были на расстоянии не ближе чем 15 см от середины камер.

Образцовые приборы лабораторий, производящих градуировки рентгенметров, должны быть периодически проверяемы в Всесоюзном институте метрологии и стандартизации не реже чем 1 раз в три года. Выдаваемый документ о градуировке должен сопровождать прибор всюду. Терминология и обозначения в документах должны соответствовать ОСТ № 6350, № 7623 и № 7770.



## LES MÉTHODES DE LA GRADUATION DES RÖNTGÉNOMÈTRES DE TRAVAIL

Par I. V. Poroikov

(Résumé)

L'unité des mesures du rayonnement X dépend en grande partie d'une graduation correcte des röntgénomètres de travail. L'auteur examine les questions fondamentales ayant trait aux méthodes de comparaison des instruments et donne des indications concrètes sur les moyens à employer pour la réalisation de ces comparaisons. La graduation est effectuée par les laboratoires de l'URSS munis de röntgénomètres — étalons d'une précision de I classe, vérifiés à l'Institut de Métrologie et de standartisation de l'URSS.

Ce ne sont que les instruments de mesure, les indications desquels ne donnent, à un rayonnement continu, que des variations non supérieures à  $\pm 5\%$ , qui peuvent être gradués en röntgens. Le rayonnement doit être caractérisé par la différence de potentiel, le filtre et l'„Halbwertschicht“.

La marche de la variation de la constante du röntgénomètre doit être élucidée par rapport à la qualité du rayonnement et à l'orientation de l'instrument. Les laboratoires, préposés à la graduation, doivent être muni de deux röntgénomètres — étalons, l'un — à chambre cylindrique, l'autre — à chambre en forme de dé. Pour la comparaison des instruments, on recommande de s'en tenir uniquement aux deux méthodes de mesure, décrites ci-dessus.

## БАККЕЛИТОВЫЕ КАМЕРЫ ДЛЯ РАБОЧИХ РЕНТГЕНМЕТРОВ

К. К. Аглинцев

При разработке рабочих рентгенметров и освоении их производства в СССР перед лабораторией возник вопрос о разработке ионизационных камер для этих рентгенметров.

Проблема разработки камеры заключалась в выборе достаточно удовлетворительного материала, разработке технологического процесса изготовления камеры и исследования соответствия камеры требованиям практической дозиметрии. Последнее определяется тем, что к рентгенметру предъявляются следующие требования, связанные со свойствами его камеры:

- 1) постоянная рентгенметра не должна иметь хода с жесткостью больше 5% для употребляющихся на практике излучений,
- 2) стержень в камере не должен давать заметного теневого эффекта,
- 3) дно в камере не должно давать заметного изменения ионизации при освещении его рентгеновскими лучами,
- 4) показания рентгенметра не должны зависеть от ориентации камеры относительно пучка лучей,
- 5) внутренняя поверхность камеры должна быть проводящей,
- 6) камера должна обладать достаточной механической прочностью и сопротивляемостью колебаниям температуры, влажности, а также и иным внешним воздействиям,
- 7) в рентгенметрах с подачей высокого напряжения на камеру, ее стенки должны обладать достаточной электрической прочностью на пробой.

Выполнение требований 1, 6, 7 связано с выбором подходящего материала и толщины стенок. Требования 2 — материалом стержня камеры, и требований 3, 4 и 5 — рациональной конструкцией камеры, а также, отчасти, и выполнением соединительного устройства с электрометром.

В качестве материалов для наперстковых ионизационных камер применяются: графит чистый и с различными примесями, целлулоид, целлофан, баккелит и ряд других материалов. Для рабочих рентгенметров наиболее подходящим представляется баккелит, так как он обладает достаточной механической прочностью, высокими изоляционными свойствами и подходящим химическим составом. Камеры из целлулоида и целлофана вполне

пригодны для лабораторных целей, но не обладают достаточной сопротивляемостью внешним воздействиям. Камеры из графита не могут применяться в рентгенметрах, в которых высокое напряжение подается на камеру.

Изготовление камер путем механической обработки (вытачивание) из литого баккелита (баккелит С) представляется затруднительным и поэтому пришлось остановиться на изготовлении камер путем прессования их из баккелитового порошка с различными наполнителями. Работа проводилась в баккелитовом цеху одного из ленинградских заводов.<sup>1</sup> Прессование производилось при помощи специально сконструированного пресса, под давлением порядка 180 atm и температуре 200° С. Основным затруднением был подбор наполнителя, обладавшего достаточными вязкими свойствами. После ряда пробных прессовок

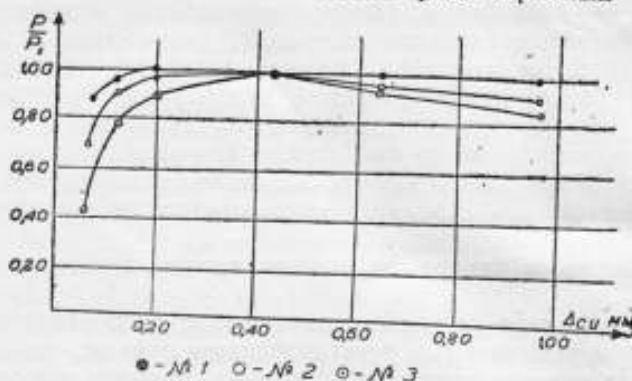


Рис. 1.

заводом было изготовлено восемь камер, обладавших достаточно удовлетворительными свойствами. Однако четыре из них оказались совершенно непригодными для рентгенметров, так как в состав наполнителя входило слишком большое число тяжелых примесей. Остальные камеры были подвергнуты детальному испытанию на рентгеновских лучах различного качества, путем сравнений их с камерой прибора Гаммера, ход с жесткостью которой хорошо известен.

Предварительно на внутреннюю поверхность камеры был нанесен проводящий слой. Вполне удовлетворительный результат дает покрытие внутренней поверхности камеры тушью.

Результаты исследования даны на рис. 1. По оси абсцисс отложены значения слоя половинного ослабления в меди ( $\Delta_{Cu}$ ) в мм. По оси ординат — отношение показаний рентгенметра с исследуемой камерой к показаниям камеры Гаммера.

<sup>1</sup> При любезном содействии инж. М. А. Коробкина, оказавшего существенную помощь при проектировке пресса и разработке технологического процесса изготовления камер.



дуемой камерой к истинному значению физической дозы в воздухе. За единицу принято значение этого отношения на излучении 120 кV фильтр 0,3  $Cu + 1,0 Al$   $\Delta_{Ca} = 0,43$  мм, так что кривые дают относительный ход с жесткостью для различных камер. Как видно из рис. 1 для области излучений, применяемых в средней и глубокой терапии ( $\Delta_{Ca} \geq 0,15$  мм), камера № 3 дает вполне удовлетворительные результаты, не обнаруживая здесь заметного хода с жесткостью.<sup>1</sup> В области более мягких излучений ход жесткостью для камеры № 3 несколько превышает допустимый.

Это обусловлено тем, что по условиям производства на заводе для окраски баккелитовых изделий применяется состав, содержащий некоторое количество окиси железа, и заводом, в период выполнения данной работы, не мог быть предоставлен баккелитовый порошок, совершенно свободный от этой примеси.

Во всяком случае в результате проделанной работы можно считать, что изготовление баккелитовых камер удовлетворительного качества, путем прессования их из баккелитового порошка с наполнителем из древесной муки, не встречает значительных трудностей.

<sup>1</sup> Камера № 1 содержит наполнитель с большим количеством кальция. Камера № 2 содержит некоторое количество окиси железа (краска). Камера № 3 — древесную муку.

LES CHAMBRES EN BAKÉLITE POUR LES RÖNTGENOMÈTRES  
DE TRAVAIL

Par C. C. Aglinzév

(Résumé)

Le travail actuel contient les données pour la préparation et l'étude des chambres en bakélite pour les röntgénomètres. La méthode suivie pour la préparation était comme suit: les chambres sont formées de poudre de bakélite, d'un léger mélange, comprimés à une pression de 180 atmosphères près, à une température de 200° C et recouverts ensuite à l'intérieur d'une couche conductrice d'encre de Chine. L'étude a établi que les chambres à farine de bois réalisaient parfaitement les conditions exigées des chambres des röntgénomètres de travail.

## TABLE DES RÉSUMÉS

	Pages
1. Recherche expérimentale sur la question concernant la reproduction du Röntgen. Par J. V. Poroïkov et N. N. Arouev . . . . .	29
2. Le dispositif — étalon de mesure pour la reproduction de l'unité du Röntgen. Par J. V. Poroïkov . . . . .	37
3. Sur le rapport existant entre les unités du Röntgen reproduites dans les différents laboratoires de l'URSS. Par J. V. Poroïkov et N. N. Arouev . . . . .	47
4. Action ionisante des rayons X. Par C. C. Aglinzéy . . . . .	55
5. Influence exercée par la pression et la température sur l'ionisation de l'air sous l'action des rayonnements $\alpha$ et $\gamma$ Par. A. A. Porfiriev . . . . .	66
6. Sur le rapport existant entre l'action photographique et l'action ionisante des rayons X. Par C. C. Aglinzéy . . . . .	71
7. Examen de la construction d'un röntgénomètre pour signaux lumineux. Par A. A. Porfiriev . . . . .	82
8. Investigation photométrique des tubes X. Par C. C. Aglinzev et A. A. Porfiriev . . . . .	88
9. Les équivalents en plombs des substances protectrices. Par C. C. Aglinzev . . . . .	96
10. Mesure de la haute tension sur les bornes du tube X. Par J. V. Poroïkov . . . . .	105
11. Schéma d'un redresseur pour le röntgénomètre de Siemens. Par A. A. Porfiriev . . . . .	108
12. Les méthodes de la graduation des röntgénomètres de travail. Par J. V. Poroïkov . . . . .	114
13. Les chambres en bakélite pour les röntgénomètre de travail. Par C. C. Aglinzev . . . . .	118

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
1. Поройков И. В. и Аруев Н. Н. — Экспериментальное исследование вопроса о воспроизведении рентгена . . . . .	5
2. Поройков И. В. — Эталонное измерительное устройство для воспроизведения единицы рентген . . . . .	32
3. Поройков И. В. и Аруев Н. Н. — К вопросу о соотношении между единицами рентген, воспроизведенными в различных лабораториях Союза . . . . .	38
4. Аглинцев К. К. — О ионизационном действии рентгеновских лучей . . . . .	49
5. Порфирьев А. А. — Зависимость ионизации воздуха под действием $\alpha$ и $\gamma$ излучения от давления и температуры . . . . .	56
6. Аглинцев К. К. — К вопросу о соотношении между фотографическим и ионизационным действием рентгеновских лучей . . . . .	67
7. Порфирьев А. А. — Исследование конструкции светосигнального рентгенметра . . . . .	72
8. Аглинцев К. К. и Порфирьев А. А. — Фотометрическое исследование рентгеновских трубок . . . . .	83
9. Аглинцев К. К. — О свинцовых эквивалентах защитных материалов . . . . .	89
10. Поройков И. В. — К вопросу об измерении высокого напряжения на зажимах рентгеновских трубок . . . . .	97
11. Порфирьев А. А. — Выпрямительное устройство рентгенметра Сименса . . . . .	106
12. Поройков И. В. — Методы градуировки рабочих рентгенметров . . . . .	109
13. Аглинцев К. К. — Бакелитовые камеры для рабочих рентгенметров . . . . .	115
14. Table des résumés . . . . .	119

1375  
