

О ПРИМЕНЕНИИ ГАЗОРАЗРЯДНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ В ИНТРОСКОПИИ

В. И. ВЫСТРОПОВ, В. Д. ДЕЛЬ, А. Н. ДУБОВ,
А. С. КУЛЕШОВ, В. К. КУЛЕШОВ

(Представлена научным семинаром НИИ ЭИ)

Выбор того или иного метода контроля с использованием ионизирующих излучений существенным образом зависит от способа преобразования энергии ионизирующего излучения в энергию, удобную с точки зрения получения интересующей информации.

В зависимости от условий контроля тех или иных производственных процессов или объектов в качестве таких преобразователей в настоящее время используются сцинтилляционные счетчики, рентгеновские экраны, экраны на основе сцинтилляционных неорганических монокристаллов, радиографические пленки, ксерографические экраны и т. д. Каждый из них обладает теми или иными преимуществами, но практика ставит новые требования и, естественно, возникает необходимость в создании новых систем, удовлетворяющих этим требованиям.

В настоящее время можно с уверенностью говорить о применении в интроскопии сравнительно новых преобразователей, широко применяемых в ядерно-физическом эксперименте и носящих название газоразрядных преобразователей (или, по общепринятой терминологии, искровых камер).

Целью настоящей статьи является обсуждение принципиальных возможностей их применения для визуализации изменений полей ионизирующих излучений, создаваемых различными объектами. Пока еще количество сведений такого рода, имеющихся в отечественной и зарубежной литературе, ограничено [1, 2, 3, 4, 5]. Они преимущественно сводятся к указанию на возможность регистрации с помощью искровых камер (ИК) больших потоков заряженных частиц или на использование их для исследования пространственных параметров пучков заряженных частиц в ускорителях.

Не вдаваясь в подробности работы ИК, которые достаточно хорошо освещены в приведенных выше источниках, произведем приблизительную оценку некоторых их параметров. При этом, естественно, возникает ряд вопросов, а именно: можно ли обеспечить необходимые режимы питания камер в условиях непрерывного контроля; возможно ли документирование результатов контроля; можно ли получить подходящие, с точки зрения контроля, загрузочные характеристики ИК.

Принимая стримерный механизм развития разряда в камере, можно утверждать, что в конечном счете выявляемость дефектов будет определяться расстоянием между соседними стримерами. Теория показывает, что стример можно рассматривать как изолированную область возбуждения и ионизации.

Радиус стримера, определяемый диффузией, равен [6]

$$r_0 = \left(6 \int_{r_2}^{r_1} \frac{D}{V_-} dr \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где

D — коэффициент диффузии;

V_- — дрейфовая скорость электрона;

r_1 — расстояние, на котором образуется одиночный фотоэлектрон от центра заряженной сферы;

r_2 — нижний предел интегрирования.

В этих условиях на единице площади камеры может развиваться количество стримеров, равное

$$M = \frac{1}{\left[2 \left(6 \int_{r_2}^{r_1} \frac{D}{V_-} dr \right)^{1/2} \right]^2}. \quad (2)$$

Полагая $r_0 = 3 \cdot 10^{-3}$ см и приняв расстояние между стримерами равным $\approx r_0$, имеем

$M = 10^4$ стример/см², что соответствует приблизительно разрешению 10 линий на один миллиметр.

Не составляет труда определить световой поток с ИК в рассмотренных выше условиях.

Пренебрегая самопоглощением в газе и считая, что все возбужденные атомы высвечивают по одному фотону, найдем количество фотонов, создаваемых стримером. Количество возбужденных атомов в стримере за время от t до $t + dt$ равно [6]

$$dn_\phi = n_e(t) \cdot P_B \cdot p \cdot V_- dt, \quad (3)$$

где

$n_e(t)$ — число электронов в лавине в момент времени t ,

P_B — вероятность возбуждения атома электроном, движущимся со скоростью дрейфа V_- ,

p — давление, тор.

Согласно [8]

$$P_B = P_c \cdot h_B = \frac{h_B}{h_i} P_i = \frac{h_B}{h_i} \frac{\alpha}{P}, \quad (4)$$

где

P_c — вероятность столкновения электрона с атомом газа,

P_i — вероятность ионизации атома при столкновении с ним электрона,

h_B — эффективность возбуждения атома,

h_i — эффективность ионизации атома.

Подставляя (4) в (3), получим

$$dn_\phi = \frac{h_B}{h_i} n_e(t) \cdot \alpha \cdot V_- \cdot dt. \quad (5)$$

Таким образом, линейная плотность возбужденных атомов вдоль трека равна

$$n_B = \frac{dn_\phi}{dx} = \frac{dn_\phi}{V_- dt} = \frac{h_B}{h_i} n_e(x) \cdot \alpha,$$

где $x = V_- t$.

Поскольку

$$n_e(t) = n_0 \frac{h_B}{h_i} \exp(\alpha \cdot V_- t) = n_0 \frac{h_B}{h_i} \exp(\alpha x), \quad (6)$$

то интегрирование выражения (5) дает

$$n_{\phi} = n_0 \frac{h_B}{h_i} \exp(\alpha \cdot V \cdot t_{и}) = n_0 \frac{h_B}{h_i} \exp(\alpha \cdot l), \quad (7)$$

где $t_{и}$ — длительность импульса питания камеры.

В определенных условиях [9], например для неона, можно получить

$$n_{\phi} = 8n_0 \exp(\alpha \cdot l). \quad (8)$$

Оценка на основании выражения (8) показывает, что при $M = 10^4$ 1/см² с одного квадратного сантиметра поверхности ИК испускается $4 \cdot 10^{12}$ световых фотонов.

Для обеспечения таких режимов работы ИК не требуется создания каких-либо особых условий. В качестве источников их питания можно применять генераторы наносекундных высоковольтных импульсов, рассчитываемые по методике, описанной в [9, 10, 11, 12, 13]. Некоторые особенности возникают в тех случаях, когда необходимо подавать на камеру непрерывную в течение некоторого периода времени последовательность импульсов питания. Это определяется конкретными условиями контроля. Однако и в таких случаях нет принципиальных трудностей и техническая сторона этих вопросов вполне разрешима.

Рассмотрим некоторые общие требования, которым должны удовлетворять источники питания искровых камер.

Форма импульса питания для обычных ИК особого значения не имеет: из-за простоты получения чаще всего используются импульсы с крутым передним фронтом и пологим экспоненциальным спадом. Для работы стримерных камер требуются импульсы, имеющие форму, более близкую к прямоугольной.

Амплитуда импульсов может меняться в широких пределах. В общем случае она зависит от межэлектродного зазора камеры, давления и типа газа. Поскольку, как правило, кривая зависимости эффективности ИК от напряженности приложенного электрического поля имеет ярко выраженное плато в несколько киловольт на сантиметр, то требования к стабильности амплитуд импульсов питания нежесткие.

Длительность импульсов $t_{и}$ напряжения для большинства искровых камер составляет около 10^{-7} секунд. Стримерные камеры нормально работают при длительности импульса в $10^{-8} \div 3 \cdot 10^{-8}$ сек.

Время нарастания импульса питания оказывает решающее влияние на эффективность работы ИК, так как начальная часть импульса действует подобно очищающему полю. Поэтому, если передний фронт недостаточно крутой, происходит заметный снос электронов к электродам камеры, уменьшение их числа в зазоре и, следовательно, понижение эффективности регистрации ионизирующих частиц.

Время задержки импульса питания камеры относительно момента прохождения через нее частицы оказывает влияние на временную разрешающую способность и пространственную плотность проявляемых треков и поэтому должно быть оптимальным. Выполнение последнего требования можно обеспечить, применяя специальные схемы синхронизации. Типичная эквивалентная схема генератора питания ИК приведена на рис. 1. Сама искровая камера на рисунке изображена в виде емкости C_K . В качестве коммутирующего ключа K может быть использован высоковольтный тиратрон или искровой разрядник. Сопротивление, индуктивность ключа и соединительных проводников изображены в виде элементов R_K и L . C_{II} — накопительная емкость; R_{III} — сопротивление,

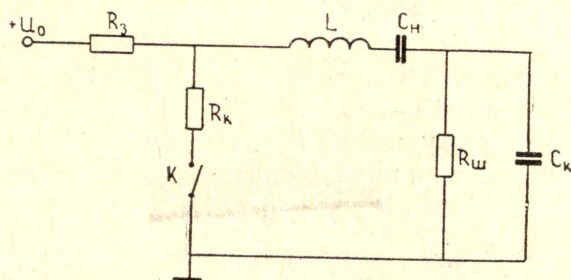


Рис. 1. Эквивалентная схема генератора питания ИК

шунтирующее камеру; R_3 — зарядное сопротивление. Для нормальной работы ИК необходимо выполнение условий: $C_H \gg C_k$ и R_3 — достаточно большое.

Наряду с приведенными выше требованиями не менее важным является вопрос, связанный с процедурой снятия информации с искровой камеры. Не рассматривая все способы ее фиксирования, разберем только схему фотографирования изображения с камеры на фотопленку.

Считая, что время жизни τ возбужденных состояний атомов в газовом наполнении ИК много меньше времени наблюдения t_n , и учитывая, что световое излучение атомов изотропно, световую энергию E , излученную каждой точкой стримера в единичный телесный угол, определим как

$$E = \frac{p_B}{4\pi} \cdot \epsilon_{св} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \epsilon_{св} \cdot \frac{h_B}{h_i} \cdot p_e(x) \cdot \alpha, \quad (9)$$

где $\epsilon_{св}$ — энергия одного светового кванта, выраженная в джоулях,

$$\alpha [E] = \frac{\text{дж}}{\text{м} \cdot \text{стерад}}.$$

Схема фотографирования представлена на рис. 2, где

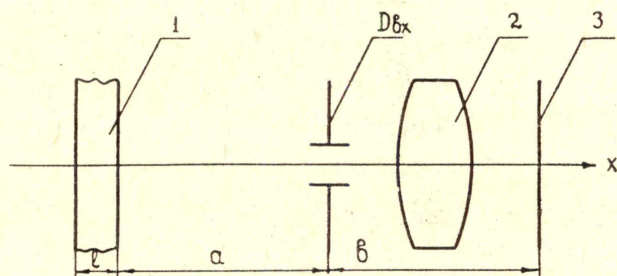


Рис. 2. Схема фотографирования

1 — поверхность искровой камеры, со стороны которой снимается изображение; 2 — объектив фотоаппарата; 3 — поверхность фотопленки, $D_{вх}$ — диафрагма объектива.

Для получения высокой чувствительности важно, чтобы диафрагма была, по возможности, больше и фокусное расстояние — меньше. Тогда объектив можно располагать близко к поверхности искровой камеры и тем самым достигать увеличения светосбора на фотопленку.

При размерах кадра $24 \times 36 \text{ мм}^2$ и площади ИК порядка $100 \times$

$\times 100$ мм² линейное увеличение m будет достигать приблизительно $m \approx \frac{1}{3}$. При этом $a = 4f$ и $b = \frac{3}{4}f$, (где f — фокусное расстояние объектива).

Считая, что в такой геометрии диафрагма «видна» из любой точки камеры под одним и тем же углом, равным

$$\omega = \frac{\pi D_{\text{ВХ}}^2}{4a^2} = \frac{\pi D_{\text{ВХ}}^2}{64f^2} = \frac{\pi}{64} \psi^2, \quad (10)$$

где $\psi^2 = \left(\frac{D_{\text{ВХ}}}{f}\right)^2$ — оптическая светосила объектива, и принимая коэффициент пропускания света объективом, равным 0,5, найдем световую энергию E_0 , попадающую на фотопленку от каждой точки стримера. Она равна

$$E_0 \approx 0,5 E \cdot \omega. \quad (11)$$

От всего стримера на пленку поступает энергия

$$E_{\text{полн.}} = \int_0^l E_0 dx = 0,5 \omega \frac{\epsilon_{\text{св}}}{4\pi} \frac{h_{\text{в}}}{h_{\text{и}}} n_0 (e^{\alpha l} - 1), \quad (12)$$

где

l — расстояние между электродами ИК,
 dx — элемент длины стримера.

Поскольку $\exp(\alpha \cdot l) \gg 1$, то окончательно

$$E_{\text{полн.}} = 0,5 \omega \cdot \frac{\epsilon_{\text{св}}}{4\pi} \frac{h_{\text{в}}}{h_{\text{и}}} n_0 e^{\alpha l} \approx \frac{n_0 \epsilon_{\text{св}} \psi^2 h_{\text{в}}}{5 \cdot 10 h_{\text{и}}} e^{\alpha \cdot l}. \quad (13)$$

Принимая длину стримера равной l и учитывая, что глубина резкости объектива меньше l , можно считать, что изображение стримера проецируется на фотопленку в виде круга с радиусом

$$r \approx m \cdot l \cdot \text{tg } \beta = m \cdot l \cdot \frac{D_{\text{ВХ}}}{2a} \approx \frac{l \psi}{24}, \quad (14)$$

Тогда экспозиция участка пленки площадью $S \approx \pi r^2$ одним стримером будет

$$E_{\text{св1}} = \nu_{\lambda} \frac{E_{\text{полн.}}}{S}, \quad (15)$$

где ν_{λ} — коэффициент перевода для изучения с длиной волны λ [лм'вт],
 $[E_{\text{св1}}] = \text{люкс} \cdot \text{сек}$.

При плотности стримеров M , линейном увеличении $m \approx \frac{1}{3}$ элемента S на пленку за N импульсов питания камеры экспозиция составит

$$E_{\text{свN}} = 9 E_{\text{св1}} \cdot S \cdot M \cdot N \text{ [люкс} \cdot \text{сек]}. \quad (16)$$

Расчеты, сделанные на основании приведенных выше рассуждений, показывают, что при использовании объектива «Юпитер-3» и применении высокочувствительных фотопленок можно снимать изображение объекта, помещенного в поле стандартного импульсного источника ионизирующего излучения типа ИРА-1Д за один (и более) импульс. Подтверждением сказанного являются фотографии свинцового кольца и некоторых предметов, представленные на рис. 3, 4. Блок-схема эксперимента приведена на рис. 5.

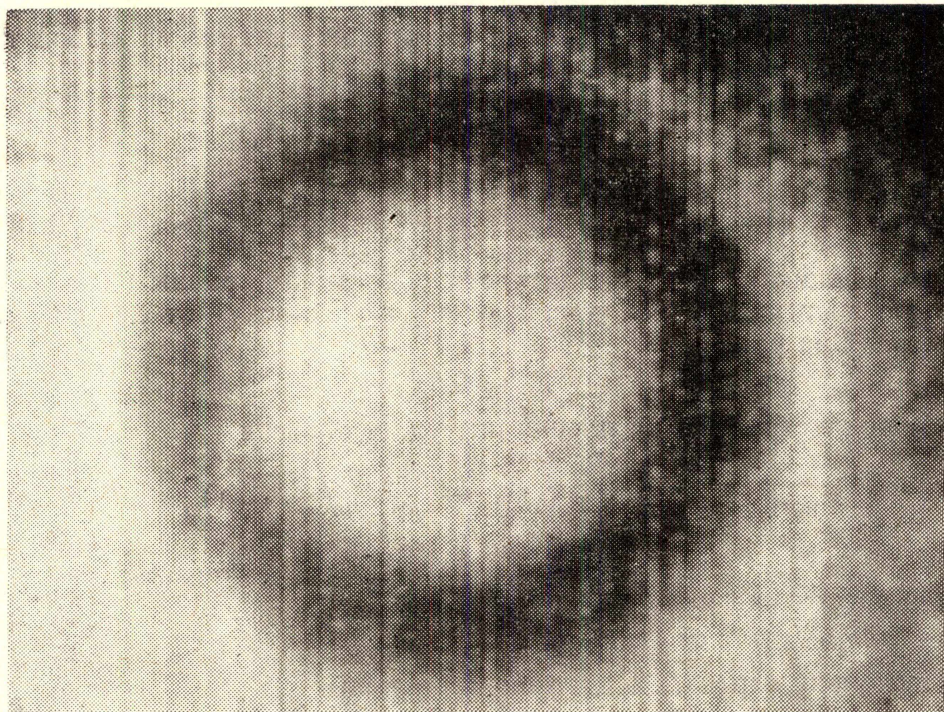


Рис. 3. Изображение свинцового кольца в
искровой камере

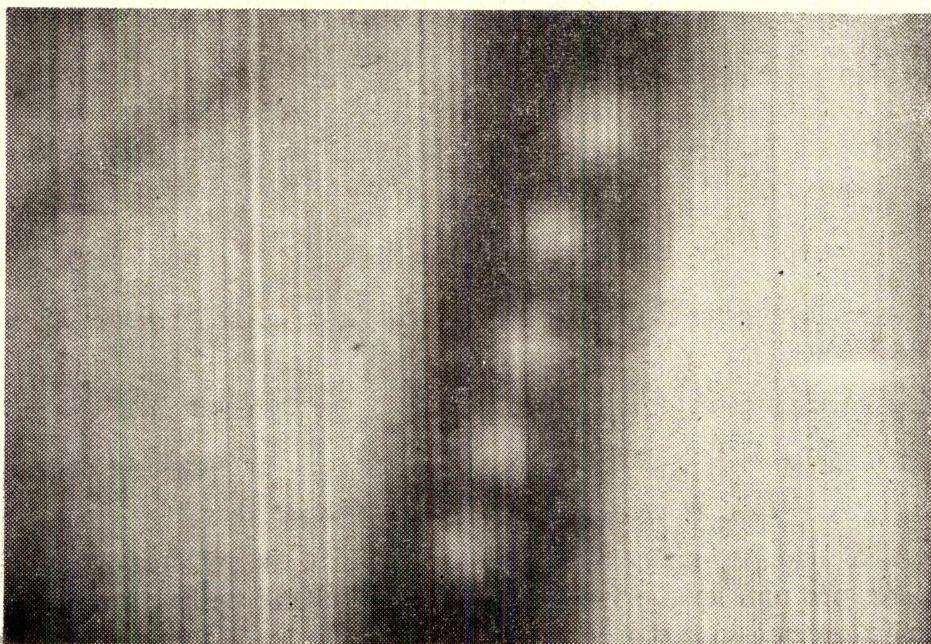


Рис. 4. Изображение алюминиевой планки с
отверстиями и других предметов в искровой
камере

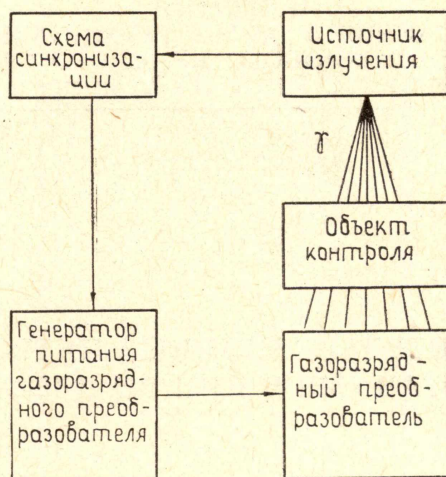


Рис. 5. Блок-схема эксперимента

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Дайон, Б. А. Долгошеин и др. Искровая камера. М., Атомиздат, 1967.
2. «Ливневая эффективность искровых камер». Препринт ОИЯИ, Дубна, 1969.
3. «О работе искровых камер при больших нагрузках». ПТЭ, № 4, 1970, 42.
4. Патент, № 3461293 (Patented Aug. 12, 1969), США.
5. G. Roux, I. C. Gaucher, I. Lelaup, I. P. Moorucci, A. Lansiaut. „New developments in gas-filled image intensifier detectors for x and gamma rays.“ Nuclear science, 3, 91597, 1968, pp. 67—75.
6. Г. Ротер. Электронные лавины и пробой в газах. Изд-во «Мир», 1968.
7. O. Geballe R., Harrison M. A. Phys. Rev, 91, 1 (1953).
8. А. Мак-Доналд. Сверхвысокочастотный пробой в газах. Изд-во «Мир», 1969.
9. В. В. Пархомчук и др. Электрическая система питания искровых камер с малым зазором. ПТЭ, 1972, № 3, 4, 50—52.
10. Н. С. Руденко. Новый режим высоковольтного питания стримерной камеры. Журнал экспериментальной и теоретической физики, т. 49, вып. 5, 1965, 1394—1398.
11. М. Ю. Гельцель и др. Высоковольтные генераторы наносекундных импульсов. ПТЭ, 1966, № 3, 101—107.
12. А. С. Насибов, В. Л. Ломакин. Генераторы коротких высоковольтных импульсов. ПТЭ, 1965, № 3, 123—126.
13. Garçon I. P., Rev. Scient, Instruments, 36, 264 (1965).