

## УПРАВЛЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ РЕНТГЕНОВСКИХ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

В. М. Уланов, И. О. Щербаков, Г. В. Толочко

Ряд экспериментальных факторов [1] указывает на то, что в микрокристаллах фотографического слоя при приложении к нему электрического поля напряженностью свыше 1 МВ/см происходит лавинное умножение электронов, образованных под действием первичного ионизирующего излучения. Этот процесс приводит к увеличению плотности почернения фотографического материала, т. е. повышению его чувствительности. Представляет интерес оценить максимальную величину повышения чувствительности для различных энергий рентгеновских квантов и сравнить с наблюдаемой экспериментально.

В качестве модели для расчета был выбран монослой сферических микрокристаллов бромистого серебра одинакового размера  $d=1.0$  мкм. Предполагаем, что существует некоторое пороговое, одинаковое для всех микрокристаллов, энерговыделение  $\epsilon_n$ , которое приводит к их проявлению. При приложении электрического поля пороговое энерговыделение понижается в принципе до энергии образования одной электронно-дырочной пары  $\epsilon_1 = 5.8$  эВ [2], поскольку последующее размножение электронов в микрокристалле вызывает его проявление.

Вначале рассмотрим случай преобразования первичного рентгеновского излучения в поток электронов с помощью металлического экрана, помещаемого перед фотографическим материалом. Этот способ экспонирования часто применяют на практике, поскольку собственное поглощение рентгеновского излучения фотографическим материалом не превышает 1 %. Считаем, что при прохождении электронов через слой микрокристаллов потери энергии на единицу пути  $dE/dx$  постоянны, а флуктуации энерговыделения в микрокристаллах определяются разбросом длин путей  $x$  в сферическом микрообъеме. Пусть  $\rho(x)$  — плотность вероятности распределения длин путей в пределах сферического объема. Такое распределение имеет вид [3]

$$\rho(x) = 2x/d^2,$$

где  $d$  — диаметр сферы.

При расчете пренебрегаем вероятностью более одного пролета электрона через микрокристалл, что можно сделать на основании линейной зависимости плотности проявленного серебра от дозы [4]. При этих предположениях флуктуации энерговыделения определяются флуктуациями длин путей  $x$ , поэтому

$$\rho(x) dx = \rho(\epsilon) d\epsilon,$$

где  $\rho(\epsilon)$  — плотность вероятности распределения энерговыделения, которое заключено в пределах от 0 до  $W$ . При этом максимально возможное энерговыделение в микрокристалле  $W$  электрона данной энергии  $T$  определяется его прохождением по диаметру сферического микрообъема. Тогда

$$\rho(\epsilon) = 2\epsilon/W^2. \quad (1)$$

Поскольку условием проявления микрокристалла является  $\epsilon \geq \epsilon_n$ , то вероятность проявления будет определяться

$$P(\epsilon_n) = \int_{\epsilon_n}^W \frac{2\epsilon d\epsilon}{W^2} = 1 - \frac{\epsilon_n^2}{W^2}. \quad (2)$$

Считаем, что приложение электрического поля позволяет доводить чувствительность микрокристаллов до энергии образования одной электронно-дырочной пары. Тогда вероятность проявления микрокристалла в случае приложения поля

$$P_1 = 1 - (\epsilon_1/W)^2,$$

где  $\epsilon_1$  — порог проявления при наличии поля.

Зависимость эффекта повышения чувствительности  $\eta$  от энергии электронов  $T$  определяется выражением

$$\eta = P_1/P = (W^2(T) - \epsilon_1^2)/(W^2(T) - \epsilon_n^2). \quad (3)$$

Энерговыведение  $W(T)$  определялось по известной формуле для ионизационных потерь с численными значениями для бромистого серебра. Полученные данные подставлялись в формулу (3); в результате определены зависимости величины эффекта от энергий электронов (рис. 1) для различных порогов энерговыведения ( $1 - 1.5, 2 - 1.0$  кэВ), приводящих к проявлению микрокристаллов. Как видно из рис. 1, максимальная величина повышения чувствительности не превышает трех раз.

Перейдем к рассмотрению вопроса экспонирования рентгеновских материалов непосредственно рентгеновским излучением. В этом случае вторичные электроны образуются равномерно по объему микрокристаллов, что связано с малостью коэффициента поглощения

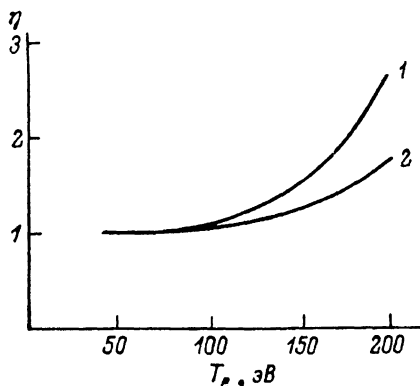


Рис. 1.

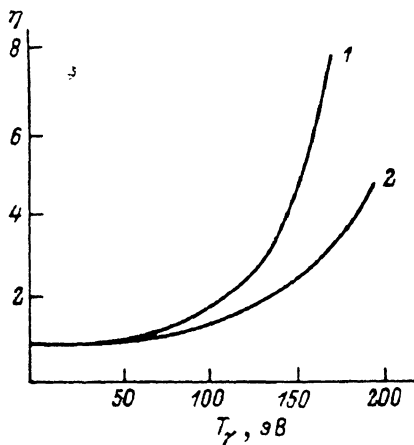


Рис. 2.

рентгеновского излучения бромистым серебром. Нетрудно показать, что в этом случае распределение длин путей электронов в микрокристалле имеет вид

$$\rho(x) = 3(d^2 - x^2)/2d^3. \quad (4)$$

Переходя к распределению по энергии, выделяющейся в микрокристалле, имеем

$$\rho(\epsilon) = \frac{3}{2W} \left(1 - \frac{\epsilon^2}{W^2}\right).$$

Для качественного решения вопроса сделаем предположение о том, что энергия вторичных электронов одинакова. Переод к различным энергиям вторичных электронов не составляет труда при известном спектре и геометрии источника рентгеновского излучения и материале поглотителя.

В этих условиях вероятность проявления микрокристалла определяется выражением

$$P(\epsilon_{\text{п}}) = \int_{\epsilon_{\text{п}}}^W \rho(\epsilon) d\epsilon = 1 - \frac{\epsilon_{\text{п}}}{W} - \frac{\epsilon_{\text{п}}}{2W} \left(1 - \frac{\epsilon_{\text{п}}^2}{W^2}\right). \quad (5)$$

Переходя к зависимости эффекта от энергии и порога проявления, получаем

$$\eta = (2W^3 - 3\epsilon_{\text{п}}W^2 + \epsilon_{\text{п}}^3)/(2W^3 - 3\epsilon_{\text{п}}W^2 + \epsilon_{\text{п}}^3). \quad (6)$$

Соответствующие зависимости для различных порогов проявления представлены на рис. 2 ( $1 - 1.5, 2 - 1.0$  кэВ), откуда видно, что величина эффекта несколько больше, чем в предыдущем случае, но остается в пределах одного порядка. Она растет с увеличением энергии вторичных электронов, что связано с уменьшением ионизационных потерь.

Из энергетических соображений можно заключить [4], что для создания проявляемости микрокристаллов в сравнительно низкочувствительной к свету эмульсии под действием рентгеновских лучей требуется затратить 1600 эВ и образовать 210 атомов серебра. Эти данные подтверждают, что энергия рентгеновских лучей при образовании серебра используется неэффективно из-за потерь в желатине и рекомбинации образующихся носителей. Однако оценочный расчет, проведенный выше, показывает, что флуктуации энерговыведения в отдельных микрокристаллах не столь существенны и величина эффекта мультипликации при

экспонировании непосредственно рентгеновским излучением не может быть более одного порядка на современных высокочувствительных слоях.

Для опытов была использована пленка РМ-1, облучение которой производилось на импульсных рентгеновских установках МИРА-2Д, ИРА-3. Длительность импульса рентгеновского излучения составляла  $\sim 20$  нс. В схему питания установок были внесены изменения, позволяющие получать от них однократные импульсы рентгеновского излучения. Облучение пленки производилось за фильтрами из алюминия толщиной от 2 до 12 мм с шагом через 2 мм. Энергетическое распределение рентгеновских квантов для установки МИРА-2Д было получено методом регистрации отдельных фотонов в работе [5] и использовалось при расчетах спектральных характеристик излучения за фильтрами. На рис. 3 приведены исходное распределение квантов по энергиям (1) и распределение за фильтром толщиной 12 мм (2). Расчет показывает, что введение фильтров приводит к эффективному обрезанию спектра со стороны низких энергий. Средняя энергия квантов за фильтрами толщиной 2, 6, 10 мм составляет 125, 132, 137 кэВ соответственно. Средняя энергия квантов установки

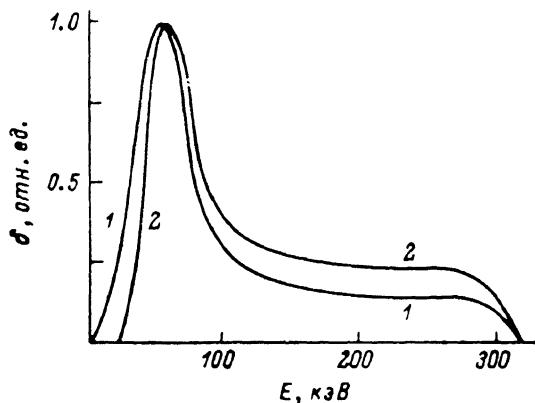


Рис. 3.

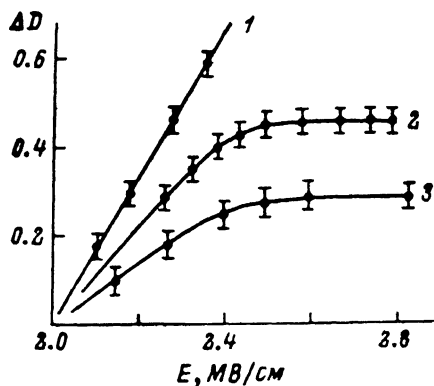


Рис. 4.

ИРА-3 за фильтром из алюминия толщиной 2 мм составляет 80 кэВ. Импульсы электрического поля длительностью 40 нс прикладывались к фотографическому материалу с задержкой в 1 мкс относительно момента экспонирования рентгеновским излучением.

В опытах регистрировалась разность оптических плотностей пленки  $\Delta D$  после экспонирования в области действия электрического поля и без него. Приращение оптических плотностей почернения отражено на рис. 4. Увеличение плотности почернения наблюдается в той же области напряженностей поля, что и при экспонировании светом (кривая 1). Это указывает на то, что механизм действия поля одинаков в обоих случаях — лавинное умножение носителей заряда. В соответствии с вышеприведенным расчетом приращение плотности почернения увеличивается с ростом средней энергии квантов рентгеновского излучения (кривая 2 — 125, 3 — 80 кэВ). Однако для энергий 125—137 кэВ это различие находится в пределах погрешности определения оптической плотности. Как видно из рис. 4, увеличение плотности почернения в электрическом поле не превышает величины 0.5. Применение усиливающих экранов позволяет увеличить плотность почернения до 1.5 по сравнению с непосредственной регистрацией рентгеновского излучения на пленку. Поэтому использование электрического поля не может составить конкуренции применению усиливающих экранов. Однако в сочетании с экранами методика приложения импульсного электрического поля позволяет значительно повысить чувствительность фотографических материалов и, таким образом, снизить дозовые нагрузки.

Кроме того, существует ряд задач по управляемой регистрации ионизирующих излучений [6], где требуется изменять чувствительность по заданной программе. Большого диапазона управления чувствительностью не удается достичь даже на ядерных эмульсиях, так как исходная чувствительность этой эмульсии высока. В работе [6] предложено искусственно понижать чувствительность с помощью обработки эмульсии окислителями. Однако имеется и физический метод понижения чувствительности микрокристаллов — понижение температуры. Так, уменьшение температуры пленки РМ-1 до 77 К приводит, по нашим данным, к понижению ее чувствительности к импульсному рентгеновскому излучению с энергией 125 кэВ в  $\sim 500$  раз. Приложение электрического поля при азотных температурах показало рост диапазона управления примерно в 10 раз. Кроме того, значительно понижается ( $\sim 10$  раз)

напряженность поля, отвечающая началу повышения чувствительности в области действия поля. Снижение этой напряженности связано с уменьшением рассеяния электронов на фотонах в процессе ускорения их в электрическом поле при низких температурах [7], а расширение диапазона управления — с понижением порога чувствительности микрокристаллов. Таким образом, снижение температуры при экспонировании фотографического материала позволяет решить ряд задач по управляемой регистрации излучений.

### Литература

- [1] Уланов В. М. ЖТФ, 1980, т. 50, № 5, с. 1044—1050.
- [2] Yatahara K. A. Phys. Rev., 1951, v. 82, N 4, p. 522—526.
- [3] Иванов В. И., Лысов В. Н. Основы микродозиметрии. М.: Атомиздат, 1979. 192 с.
- [4] Джеймс Т. Теория фотографического процесса. Л.: Химия, 1980. 482 с.
- [5] Морговский Л. Я., Ершов Л. С. ПТЭ, 1983, № 3, с. 193—195.
- [6] Гушин Е. М., Жуков В. В., Лебедев А. Н. и др. ЖТФ, 1985, т. 55, № 7, с. 1362—1368.
- [7] Тарасов В. И., Уланов В. М. ЖНПФИК, 1983, т. 28, № 1, с. 61—63.

Московский  
инженерно-физический  
институт

Поступило в Редакцию  
2 декабря 1986 г.  
В окончательной редакции  
13 марта 1987 г.

УДК 537.523/527

Журнал технической физики, т. 58, в. 1, 1988

## Z-ПИНЧ В ВОЗДУХЕ И ОБРАТНЫЕ ТОКИ

В. П. Белошеев

В работе [1] при наложении искрового разряда на импульсную дугу в воздухе, за счет которой уменьшалось начальное число частиц в канале, температуру плазмы удалось поднять до  $60\text{--}70 \cdot 10^3$  К. В экспериментах также наблюдалось магнитное поджатие канала, что свидетельствовало о значимой роли магнитного давления в динамике разряда. Для более детального исследования установка была усовершенствована, что позволило повысить амплитуду тока и скорость его нарастания.

Подробное описание установки дано в работе [1], поэтому ниже приводятся только ее основные параметры. Разряд емкости  $0.08$  мкФ при напряжении  $18$  кВ осуществлялся через сантиметровый участок дугового канала диаметром  $0.25$  см, сформированного на поверхности кварцевой пластины (рис. 1). Период колебаний короткозамкнутого искрового контура  $300$  нс, максимальная амплитуда тока  $29$  кА (рис. 2, а). Дуговая плазма в момент включения искрового разряда имела следующие параметры: полное число частиц  $1 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ , концентрация электронов  $3 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , температура плазмы  $12\text{--}14 \cdot 10^3$  К.

В экспериментах проводилась СФР съемка разряда в режиме непрерывной развертки, в двух поперечных проекциях, посредине промежутка. Судя по СФР-граммам в боковой проекции (параллельно кварцевой пластине; рис. 3), разряд практически мгновенно заполнял центральную зону дугового канала, а через  $50$  нс расширялся до  $0.2$  см. Вблизи максимума тока начиналось сжатие канала, и, кроме того, под действием ponderomotorных сил из-за несимметричных токоподводов он смещался к кварцевой пластине. После сжатия, закончивавшегося к  $180$  нс, происходил разлет плазмы со скоростью  $14$  км/с. В процессе

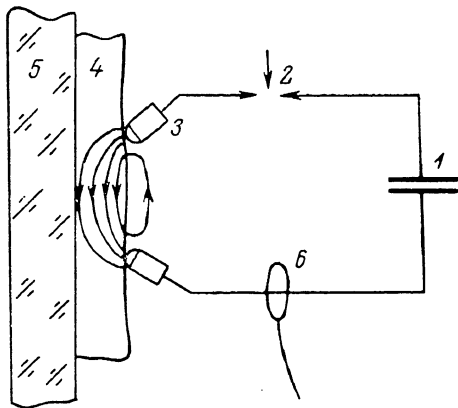


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — емкость  $0.08$  мкФ, 2 — разрядник, 3 — электроды искрового разряда, 4 — канал дугового разряда, 5 — кварцевая пластина, 6 — пояс Роговского.