

УДК 537.56  
DOI: 10.7868/S25000640200102

## МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННОГО ЭФФЕКТА, ИНДУЦИРОВАННОГО ИМПУЛЬСОМ ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

© 2020 г. Н.Н. Морозов<sup>1</sup>, В.С. Гнатюк<sup>2</sup>

**Аннотация.** Исследован метод измерения ионизационного эффекта, возникающего при воздействии импульса излучения высокой интенсивности на воздух нормальной плотности. Метод позволяет решать задачу регистрации импульса излучения в реальном масштабе времени с наносекундным разрешением в относительно широком динамическом диапазоне мощностей доз,  $10^7$ – $10^{10}$  Р/с.

При импульсной ионизации воздуха нормальной плотности его электропроводность определяет электронный компонент. Высокая вероятность сродства электронов к молекулам кислорода в воздухе при давлении, близком к нормальному, приводит к тому, что электропроводность практически повторяет форму импульса излучения с характерным временем порядка  $10^{-8}$  с.

Использование микроволнового зондирования электропроводности дает возможность с высокой степенью достоверности определить мгновенные значения мощности экспозиционной дозы как наиболее объективной характеристики интенсивности первичного фотонного излучения.

**Ключевые слова:** ионизационный эффект, измерение, импульс излучения, интенсивность.

### METHOD FOR MEASURING THE IONIZATION EFFECT INDUCED BY A HIGH-INTENSITY RADIATION PULSE

N.N. Morozov<sup>1</sup>, V.S. Gnatyuk<sup>2</sup>

**Abstract.** The work is aimed at studying the method of measuring the ionization effect that occurs when a high-intensity radiation pulse acts on air of normal density. The method allows solving the problem of detecting the radiation pulse in real time with a nanosecond resolution in a relatively wide dynamic range of dose rates,  $10^7$ – $10^{10}$  R/s.

It is shown that during the pulsed ionization of air of normal density, the electrical conductivity of the air determines the electronic component. The high probability of electron affinity for oxygen molecules in air at a pressure close to normal leads to the fact that the electrical conductivity practically repeats the shape of the radiation pulse with a characteristic time of about  $10^{-8}$  s.

The use of microwave sensing of electrical conductivity makes it possible, with a high degree of certainty, to determine the instantaneous values of the exposure dose rate as the most objective characteristic of the intensity of the primary photon radiation.

**Keywords:** ionization effect, measurement, pulse of radiation, intensity.

<sup>1</sup> Академия гражданской защиты Министерства Российской Федерации по делам гражданской обороны, чрезвычайным ситуациям и ликвидации последствий стихийных бедствий (Academy of Civil Protection of the Ministry of the Russian Federation for Civil Defense, Emergencies and Disaster Management, Khimki, Moscow Region, Russian Federation), Российская Федерация, 141435, Московская область, г. Химки, мкр. Новогорск, e-mail: agz@amchs.ru

<sup>2</sup> Мурманский государственный технический университет (Murmansk State Technical University, Murmansk, Russian Federation), Российская Федерация, 183010, г. Мурманск, ул. Спортивная, 13, e-mail: polfiz@mstu.edu.ru

## ВВЕДЕНИЕ

При исследовании радиационной стойкости различных систем и их элементов возникает необходимость определения порогов отказа и сбоя функционирования. Это требует метрологического сопровождения с высоким временным разрешением в реальном времени, поэтому исследование и дальнейшая разработка метода является актуальной задачей. Наиболее распространенной мерой измерения интенсивности фотонного ионизирующего излучения является рентген в секунду, который был определен в воздухе как в стандартной среде. Использование в качестве чувствительного тела воздуха исключает такую важную помеху в измерениях мощности экспозиционной дозы, как «ход с жесткостью» (значительная зависимость чувствительности первичных преобразователей от энергии фотонов излучения), что особенно актуально при высоких интенсивностях излучения, которое имеет в подавляющих случаях тормозную природу и энергетический спектр которого весьма обширен. Надо также отметить, что спектр тормозного излучения сильноточных электронных ускорителей имеет низкую воспроизводимость от импульса к импульсу.

Метод основан на регистрации ионизационного эффекта в воздухе посредством измерения мгновенных значений проводимости ионизированного излучением воздуха приемами микроволновой диагностики.

В работе [1] исследована проводимость ионизированного воздуха в широком диапазоне давлений вплоть до нормального. Показано, что проводимость воздуха с наносекундным разрешением повторяет форму импульса излучения. Это обстоятельство позволяет связать мощность экспозиционной дозы фотонного излучения с измеренной проводимостью.

Высокочастотные методы измерения проводимости детально изучены еще в середине прошлого века [2] и являются надежным, апробированным инструментом измерения концентрации свободных электронов. В свою очередь, концентрация электронов в воздухе посредством известных [3; 4] электрофизических констант может быть связана с мощностью экспозиционной дозы.

Микроволновые методы диагностики предполагают использование волноводной или резонаторной техники зондирования, а в миллиметровом диапазоне зондирующего поля может быть эффективен метод

«свободного пространства». Все эти методы микроволновой диагностики хорошо описаны в классической литературе [2].

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕТОДА

Проводимость ионизированного воздуха определяется балансом концентраций заряженных частиц:  $n$ -концентрацией электронов положительных ( $N_+$ ) и отрицательных ( $N_-$ ) ионов, а также ионизационными и рекомбинационными процессами, к которым можно отнести процесс сродства электронов к молекулам кислорода, электрон-ионную и ион-ионную рекомбинации. Уравнения баланса будут иметь вид:

$$\frac{dn}{dt} = q - \gamma n - \alpha n N_+,$$

$$\frac{dN_+}{dt} = q - \alpha n N_+ - \beta N_+ N_-, \quad (1)$$

$$\frac{dN_-}{dt} = \gamma n - \beta N_+ N_-,$$

где  $q$  – число электрон-ионных пар, образующихся в  $1 \text{ см}^3$  воздуха в течение 1 с под влиянием излучения;  $\gamma$  – частота прилипания электронов к молекулам воздуха с образованием отрицательного иона (преимущественно к кислороду), величина, обратная среднему времени жизни свободного электрона;  $\alpha$  и  $\beta$  – коэффициенты рекомбинации положительных ионов с электронами и отрицательными ионами соответственно.

В работе [1] детально проанализирована проводимость ионизированного воздуха. В литературных источниках были найдены электрофизические константы, определяющие проводимость воздуха, такие как подвижность электронов и ионов, коэффициенты рекомбинации и частоты прилипания электронов к нейтральным молекулам воздуха нормальной плотности. С помощью численного интегрирования системы (1) проведено сравнение вклада в проводимость различных компонентов. Показано, что для микросекундных импульсов излучения электронный компонент полностью определяет проводимость ионизированного воздуха. Это обстоятельство объясняется высокой подвижностью электронного компонента, которая превосходит подвижность ионной более чем на три порядка. Высокая вероятность прилипания электронов к молекулам воздуха (преимущественно к кислороду) приводит к тому, что проводимость практически повторяет форму импульса первично-

го излучения с характерным временем  $10^{-8}$  с (среднее время жизни электронов в воздухе нормальной плотности [5]).

При значительных интенсивностях первичного излучения ( $\sim 10^9$  P/c) в воздухе нормальной плотности излучением индуцируются концентрации электронов порядка  $10^{10}$  см $^{-3}$  [1]. Для таких концентраций радиус экранирования Дебая составляет величину около 10 мкм. Это обстоятельство приводит к тому, что датчик, заполненный воздухом, имеющий размер полости, значительно превышающий радиус Дебая, в момент действия излучения будет заполнен низкотемпературной плазмой. В этом случае зондирование низкочастотными полями невозможно из-за экранирования поля плазмой. Высокочастотное зондирование ионизированного воздуха в таких обстоятельствах является необходимым условием получения достоверных данных. Необходимо отметить, что при атмосферном давлении индуцированная излучением плазма будет высокостолкновительной (частота столкновений электронов с нейтральными молекулами превышает частоту зондирующего поля). Это позволяет использовать широкий диапазон длин волн зондирующего поля (от миллиметрового до дециметрового). В этих условиях наиболее эффективен метод затухания волн в такой плазме, так как дает непосредственную связь между реальной частью комплексной проводимости плазмы  $\sigma_r$  и коэффициентом затухания волны  $\Delta\alpha$  [2]. Фазовые смещения в высокостолкновительной плазме незначительны, поэтому методы, основанные на фазовых или частотных измерениях, бесперспективны. Необходимо также отметить, что в этом случае мнимой частью проводимости можно пренебречь и сама высокочастотная проводимость  $\sigma$  будет тождественна реальной части  $\sigma_r$  [2].

Рассмотрим более детально связь мощности экспозиционной дозы с непосредственно измеряемым параметром, которым является интегральное затухание высокочастотного зондирующего поля по всей длине его взаимодействия с наведенной излучением плазмой. При использовании волноводного метода зондирования интегральное затухание  $\Delta\eta$ , связанное с введением плазмы в волновод, представляет собой интеграл  $\Delta\eta = \int_0^l \Delta\alpha dz$  (здесь предполагается, что область волновода от  $z = 0$  до  $z = l$  заполнена плазмой). В первом приближении теории возмущений изменение затухания, вызванное

введением плазмы в волновод,  $\Delta\eta$  [2], дается соотношением:

$$\Delta\eta = \frac{2\pi\lambda \int \sigma E^2 dV}{c\lambda \int E^2 ds}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  – длина волны в волноводе;  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве;  $c$  – скорость света;  $V$  – объем, заполненный плазмой;  $s$  – площадь поперечного сечения волновода;  $E$  – амплитуда напряженности поля.

Очевидно, что при однородном заполнении волновода плазмой (при облучении мощной рентгеновской вспышкой весь воздух, заполняющий волновод, будет ионизирован однородно) соотношение (2) принимает вид:

$$\Delta\eta = 2\pi\lambda\sigma / c\lambda. \quad (3)$$

В СВЧ-измерениях используются детекторы с квадратичной вольт-амперной характеристикой, поэтому реально измеряется не амплитуда поля, а мощность СВЧ-поля, проходящая по волноводу. С учетом вышесказанного и соотношения (3) проводимость ионизированного воздуха

$$\sigma = \frac{c\lambda \ln \frac{P_0}{P}}{4\pi\lambda l}, \quad (4)$$

здесь  $P_0$  – мощность СВЧ-сигнала на выходе из волновода до облучения;  $P$  – мощность СВЧ-сигнала на выходе в момент облучения.

Для зондирования методом «свободного пространства», когда поле распространяется между двумя рупорными антеннами, формула (4) имеет вид:

$$\sigma = \frac{c \ln \frac{P_0}{P}}{4\pi l},$$

здесь  $l$  – расстояние между антеннами.

Проводимость ионизированного воздуха определяется подвижностью и концентрацией заряженных частиц и, как было показано в работе [1], с высокой степенью точности – лишь поведением электронного компонента. Тогда в системе (1) только первое уравнение будет представлять интерес для анализа проводимости. Тот факт, что электронный компонент с высоким временным разрешением (порядка  $10^{-8}$  с) повторяет импульс первичного излучения [1], говорит о возможности рассмотрения поведения электронного компонента в квазистационарном приближении для импульсов излучения

микросекундной длительности. Тогда первое уравнение системы (1) можно записать в виде  $q = \gamma n$ , что означает прямую связь между скоростью ионообразования и электронной концентрацией.

Отметим, что, в соответствии с определением Рентгена, скорость ионообразования в воздухе нормальной плотности по существу есть мощность экспозиционной дозы, а проводимость связана, в свою очередь, с концентрацией электронов посредством подвижности  $\mu$ .

Исследованию электрофизических констант, определяющих проводимость плотного воздуха, посвящены статьи [4; 5]. В работе [4] показано, что при воздействии на газ потоков высокоэнергетических частиц с энергией порядка 1 Мэв и выше проводимость газа определяют электроны с энергией менее потенциала ионизации, рождающиеся на последних стадиях электронных лавин. Оценка эффективной подвижности  $\mu_{\text{эф}}$  и средней частоты прилипания электронов к нейтральным молекулам воздуха  $\gamma$  затруднена тем, что вторичные электроны существенно неравновесны. Там же, через экспериментально измеренные энергетические зависимости частоты столкновений  $\nu(E)$ , вероятности прилипания  $\gamma(E)$  и среднего сброса энергии в столкновениях электронов с тяжелой компонентой  $\Delta(E)$ , была найдена функция распределения вторичных электронов по энергии. Интегрированием по энергии были определены интерполяционные зависимости  $\mu_{\text{эф}}$  и  $\gamma_{\text{эф}}$  от давления воздуха. Для нормального давления  $\mu_{\text{эф}} = 8,8 \cdot 10^5$  ед. СГСЭ, а  $\gamma_{\text{эф}} = 1,1 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ . Экспериментальные исследования [3; 5] этих констант, проведенные в условиях облучения воздуха пучком релятивистских электронов, показали высокую степень совпадения с вышеуказанными величинами.

## РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА

Метод может быть реализован с использованием волноводного зондирования или в свободном пространстве, когда зондирующая электромагнитная волна распространяется между передающей и приемной антеннами. Каждый из этих приемов обладает своими преимуществами и недостатками.

Волноводная реализация метода предполагает распространение зондирующей волны в объеме, заполненном воздухом и ограниченном высокопроводящей поверхностью (чаще всего металлом). Наличие металла вблизи рабочего тела приводит к тому, что вторичные электроны, ионизирующие

воздух в волноводе, выбиваются в основном первичным фотонным излучением из металла. Для фотонов с энергией порядка 1 Мэв и менее основными механизмами формирования потоков вторичных электронов в среде, подверженной воздействию фотонного излучения, являются эффект Комптона и внутренний фотоэффект. Интенсивность эффекта Комптона пропорциональна первой степени, а фотоэффекта – третьей степени эффективного атомного номера среды  $Z_{\text{эф}}$  [6], что в конечном счете приводит к существенным искажениям, так как скорость ионообразования  $q$  формируется лавинами вторичных электронов, рожденных не в воздухе (стандартной среде), а в значительной степени в металле, где  $Z_{\text{эф}}$  может существенно отличаться от  $Z$  воздуха.

Выходом из вышеуказанных затруднений является использование стеночных камер со стенкой из воздухоэквивалентной пластмассы, а металлическую поверхность можно вынести вовне или нанести на внутреннюю поверхность полости напылением металла с малым  $Z$ , например, как в работе [7], где компактный волновод в виде несимметричной полосковой линии имел длину порядка 1 м в датчике размером менее 10 см, что обеспечивало удовлетворительное пространственное разрешение при исследованиях на пучках тормозного излучения сильноточных ускорителей.

Использование первичных преобразователей с воздухоэквивалентной стенкой, где выполняется условие электронного равновесия [8], позволяет получить простую связь между мощностью экспозиционной дозы  $J$  в рентгенах в секунду и логарифмом интегрального затухания мощности ВЧ-волны в волноводе длиной  $L$ :

$$J = 1,2 \cdot 10^2 \frac{c}{4\pi L} \ln \frac{U_0}{U(t)} \text{ P/c}, \quad (5)$$

здесь  $c$  – скорость света в вакууме;  $U_0$  – сигнал на ВЧ-детекторе без облучения датчика;  $U(t)$  – сигнал на детекторе в моменты действия импульса излучения. Отметим, что при малых затуханиях мгновенное значение  $J$  прямо пропорционально импульсному сигналу с ВЧ-детектора, который равен разности  $U_0 - U(t)$  и регистрируется осциллографом или другим импульсным регистратором. Формула (5) предполагает, что в волноводе распространяется хорошо выделенная волна типа ТЕМ и диэлектриком является воздух ( $\lambda = \lambda$  и диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = 1$ ). Эти условия легко выполняются при использовании полосковой линии и при длинах волн, много больших расстояния между про-

водниками полосковой линии (сантиметровый и дециметровый диапазон). Соотношение (5) может быть использовано для диагностики «свободного пространства, тогда  $L$  будет расстоянием между антеннами и при условии, что длина рупора много меньше  $L$ . Недостатком диагностики «свободного пространства» является плохая локализация измерений, что создает проблемы при измерениях в зоне ионизации ускорителей, где существуют большие градиенты дозных полей.

Если в формуле (5) логарифм принять равным единице (это разумно, иначе при больших затуханиях резко уменьшается точность измерений), а длину  $L$  положить равной 0,1 м, то можно оценить верхнюю границу диапазона метода, которая составляет  $3 \cdot 10^{10}$  Р/с. Нижнюю границу диапазона можно получить, положив  $L = 1$  м, а логарифм принять равным 0,01 (такая величина соответствует регистрации импульса в несколько десятков милливольт при постоянной составляющей на ВЧ-детекторе в несколько вольт). Нижняя граница диапазона оценивается величиной  $3 \cdot 10^7$  Р/с.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен и исследован метод, позволяющий провести абсолютные измерения мощности экспозиционной дозы импульсного фотонного излучения

в диапазоне от  $3 \cdot 10^7$  до  $3 \cdot 10^{10}$  Р/с без привязки к эталонным дозным полям.

Точностные характеристики метода определяются константами, характеризующими электрофизические свойства ионизированного воздуха. К ним относятся частота прилипания электронов проводимости к нейтральным молекулам и их подвижность. Эти константы достаточно хорошо исследованы теоретически и экспериментально, но могут уточняться в исследованиях на электронных ускорителях периодического действия, что сильно облегчает задачу их уточнения ввиду высокой воспроизводимости параметров пучка от импульса к импульсу.

Метод перспективен для аттестации дозных полей мощных рентгеновских установок, на которых проводятся радиационные испытания стойкости различных систем к импульсным излучениям. Этот метод может также быть использован в информационных системах, регистрирующих гамма-рентгеновские вспышки, возникающие при авариях на атомных объектах. Возможно использование метода для защиты космических аппаратов от интенсивных излучений направленного и кратковременного действия, например с помощью отключения питания на время действия излучений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гнатюк В.С., Морозов Н.Н. 2016. Физические основы электропроводности сильно ионизированного воздуха. *Вестник МГТУ*. 19(1/2): 227–131. doi: 10.21443/1560-9278-2016-1/2-227-231
2. Голант В.Е. 1968. *Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы*. М., Наука: 326 с.
3. Вагин Ю.П., Медведев Ю.А., Морозов Н.Н., Степанов Б.М. 1977. Результаты исследования физических констант, характеризующих свойства воздуха, облучаемого импульсами быстрых электронов. В кн.: *Метрология быстропотекающих процессов*. М., изд-во НИИФТРИ: 66–67.
4. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Федорович Г.В. 1976. Статистические характеристики вторичных электронов. В кн.: *Вопросы метрологии и ионизирующих излучений*. М., Атомиздат: 187–188.
5. Капинос В.Н., Медведев Ю.А., Морозов Н.Н., Степанов Б.М. 1974. Время жизни электронов в воздухе большой плотности. *Журнал технической физики*. 44(11): 126.
6. Морозов Н.Н., Гнатюк В.С. 2017. Метод защиты электронной аппаратуры от импульсного рентгеновского излучения. *Вестник МГТУ*. 20(4): 729–733. doi: 10.21443/1560-9278-2017-20-4-729-733
7. Виллевалде Н.Д., Морозов Н.Н., Оборин А.В., Степанов Б.М., Фоминых В.И. 1981. Ионизационная камера для

измерения мощности экспозиционной дозы интенсивных импульсных потоков рентгеновского и гамма-излучения. *Атомная энергия*. 51(3): 190–191.

8. Голубев Б.П. 1976. *Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений*. М., Атомиздат: 504 с.

## REFERENCES

1. Gnatyuk V.S., Morozov N.N. 2016. [Physical bases of conductivity of strongly ionized air]. *Vestnik of MSTU*. 19(1/2): 227–131. (In Russian). doi: 10.21443/1560-9278-2016-1/2-227-231
2. Golant V.E. 1968. *Sverkhvysokochastotnyye metody issledovaniya plazmy*. [Microwave plasma research methods]. Moscow, Nauka: 326 p. (In Russian).
3. Vagin Yu.P., Medvedev Yu.A., Morozov N.N., Stepanov B.M. 1977. [The results of the study of physical constants characterizing the properties of air irradiated by pulses of fast electrons]. In: *Metrologiya bystroprotekaushchikh protsessov*. [Metrology of fast processes]. Moscow, All-Union Scientific Research Institute for Physical-Engineering and Radiotechnical Metrology: 66–67. (In Russian).
4. Medvedev Yu.A., Stepanov B.M., Fyodorovitch G.V. 1976. [Statistical characteristics of secondary electrons]. In: *Voprosy metrologii ioniziruyushchikh izlucheni*. [Issues of metrology of ionizing radiation]. Moscow, Atomizdat: 187–188. (In Russian).

5. Kapinos V.N., Medvedev Yu.A., Morozov N.N., Stepanov B.M. 1974. [Electron lifetime in high-density air]. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*. 44(11): 126. (In Russian).
6. Morozov N.N., Gnatyuk V.S. 2017. [Method of protection of the electronic equipment from pulse X-ray radiation]. *Vestnik of MSTU*. 20(4): 729–733. (In Russian). doi: 10.21443/1560-9278-2017-20-4-729-733
7. Villevalde N.D., Morozov N.N., Oborin A.V., Stepanov B.M., Fominykh V.I. 1981. [Ionization chamber for measuring the exposure dose rate of intense pulsed fluxes of x-ray and gamma radiation]. *Atomnaya energiya*. 51(3): 190–191. (In Russian).
8. Golubev B.P. 1976. *Dozimetriya i zashchita ot ioniziruyushchikh izlucheniy*. [Dosimetry and protection against ionizing radiation]. Moscow, Atomizdat: 504 p. (In Russian).

*Поступила 15.10.2019*