

04:07:12

Восстановление спектра рентгеновского излучения скользящего разряда наносекундного диапазона

© П.Н. Дашук, С.Л. Кулаков, Е.К. Чистов

С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 22 декабря 1997 г.

Предлагается методика определения спектра мягкого рентгеновского излучения наносекундного скользящего разряда, которая включает в себя определение концентрации фотоэлектронов по данным измерения фототока и вычисление спектральной плотности потока. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными по определению интервала длин волн излучения, обладающего максимальной интенсивностью.

Известно, что скользящий разряд наносекундного диапазона является эффективным источником мягкого рентгеновского излучения (МРИ), которое может использоваться в различных областях науки и техники, например в системах предыонизации мощных импульсных газовых лазеров, производстве приборов микроэлектроники субмикронного размера, медицине и биологии. Эффективное использование МРИ во всех перечисленных случаях требует детального знания спектрального состава излучения.

В настоящей работе предлагается методика расчета спектра рентгеновского излучения наносекундного скользящего разряда по экспериментально полученной зависимости концентрации фотоэлектронов от расстояния до источника излучения. Данная методика включает в себя восстановление скорости рождения заряженных частиц и суммарной концентрации фотоэлектронов по данным измерения фототока.

Экспериментальная установка для измерения фототока состояла из высоковольтного генератора импульсов, выполненного по схеме полосковой формирующей линии, схемы импульсной зарядки, блока поджига разрядника, системы формирования скользящего разряда-излучателя МРИ, камеры и датчика для регистрации концентрации фотоэлектронов. Профиль поверхности формирования скользящего раз-

ряда, толщина диэлектрика и величина межэлектродного расстояния выбирались согласно рекомендациям работы [1]. Скорость нарастания напряжения питания скользящего разряда порядка 10^{14} V/s, фронт импульса напряжения — 1–3 ns, амплитуда импульса напряжения — 200–400 kV. Датчик фотоэлектронов представлял собой камеру, в которой формировалось однородное электрическое поле между сеткой входного окна и плоским приемным электродом. Межэлектродный зазор величиной 4 mm обеспечивал при зарядном напряжении датчика 1.6 kV электрическое поле, достаточное для регистрации фототока величиной 0.1–1 Å. Малоиндуктивная конструкция датчика позволяла регистрировать изменение концентрации фотоэлектронов с временным разрешением не хуже 10 ns.

Распределение энергии $Y(\lambda, t)$ в непрерывном спектре рентгеновского излучения связано со скоростью ионизации $q(x, t)$, где x — расстояние, отсчитываемое от ионизатора, t — время, соотношением [2]

$$q(x, t) = \exp(-bd) \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (Y(\lambda, t) \exp(-\mu(\lambda)x)\gamma(\lambda)) / \varepsilon d\lambda. \quad (1)$$

Здесь $\mu(\lambda)$ — линейный коэффициент ослабления, $\gamma(\lambda)$ — коэффициент электронного преобразования, ε — средняя работа ионизации. Величина e^{-bd} учитывает ослабление излучения на входном окне измерительной камеры толщиной d . Введем понятие спектральной плотности потока (τ_p — время генерации МРИ в разряде)

$$B(\lambda) = \int_0^{\tau_p} Y(\lambda, t) dt$$

и проинтегрируем выражение (1) по t . Получим интегральное уравнение

$$n(x) = \exp(-bd) \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} (B(\lambda) \exp(-\mu(\lambda)x)\gamma(\lambda)) / \varepsilon d\lambda \quad (2)$$

для определения спектральной плотности потока по экспериментальной зависимости концентрации фотоэлектронов $n(x)$. Уравнение (2) представляет собой уравнение Фредгольма первого рода. Решение этого

уравнения — некорректная задача, для численного решения которой можно воспользоваться вариационным методом регуляризации [3], согласно которому задача решения уравнения (2) эквивалентна задаче нахождения минимума функционала $K(x, \lambda) = \exp(-bd - \mu(\lambda)x)\gamma(\lambda)/\varepsilon$

$$J = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \left(\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} K(x, \lambda)B(\lambda)d\lambda - n(x) \right)^2 dx,$$

где x_{\min} и x_{\max} — наименьшее и наибольшее расстояние от ионизатора до датчика. Доказано [3], что задача минимизации функционала

$$J_1 = \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} \left(\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} K(x, \lambda)B(\lambda)d\lambda - n(x) \right)^2 dx + \alpha \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} B^2(\lambda) + (dB/d\lambda)^2 d\lambda$$

является корректной и ее решение аппроксимирует решение задачи о минимуме исходного функционала J . Число α называется параметром регуляризации.

Введем на прямоугольнике $\lambda_{\min} < \lambda < \lambda_{\max}$, $x_{\min} < x < x_{\max}$ сетку $\{x_i, \lambda_j, i = 1, \dots, N; j = 0, \dots, M + 1\}$, где $x_1 = x_{\min}$, $x_N = x_{\max}$, $\lambda_0 = \lambda_{\min}$, $\lambda_{M+1} = \lambda_{\max}$. Выберем λ_{\min} и λ_{\max} таким образом, чтобы с достаточной точностью выполнялись краевые условия $B(\lambda_{\min}) = B(\lambda_{\max}) = 0$. Построим разностную схему задачи. Аппроксимируем интегралы, входящие в функционал J_1 по формуле трапеций, одновременно заменяя производные разностью, и получим конечномерную аппроксимацию функционала J_1 . Для решения конечномерной задачи о минимуме функционала приравняем нулю производные по B_i , где $B_i = B(\lambda_i)$, $i = 1, \dots, M$. Получим систему линейных алгебраических уравнений относительно B_i :

$$\alpha B_i - \alpha \Lambda(B_i) + h_\lambda \sum_{j=1}^M Q_{ij} B_j = \Phi_i, \quad i = 1, \dots, M, \quad (3)$$

где $h_x = x_{i+1} - x_i$, $h_\lambda = \lambda_{i+1} - \lambda_i$, $\Lambda(B_i) = (B_{i-1} - 2B_i + B_{i+1})/h_\lambda^2$, $2 \leq i \leq M - 1$; $\Lambda(B_1) = (2B_1 - B_2)$, $\Lambda(B_M) = (2B_M - B_{M-1})$; $Q_{ij} = h_x \sum b_n k_{ni} k_{nj}$, $\Phi_i = h_x \sum b_n K_{ni} n_n$, $K_{nm} = K(x_n, \lambda_m)$, $n_n = n(x_n)$, $b_n = 1/2$ для $n = 1, N$, $b_n = 1$ для $2 \leq n \leq N - 1$.

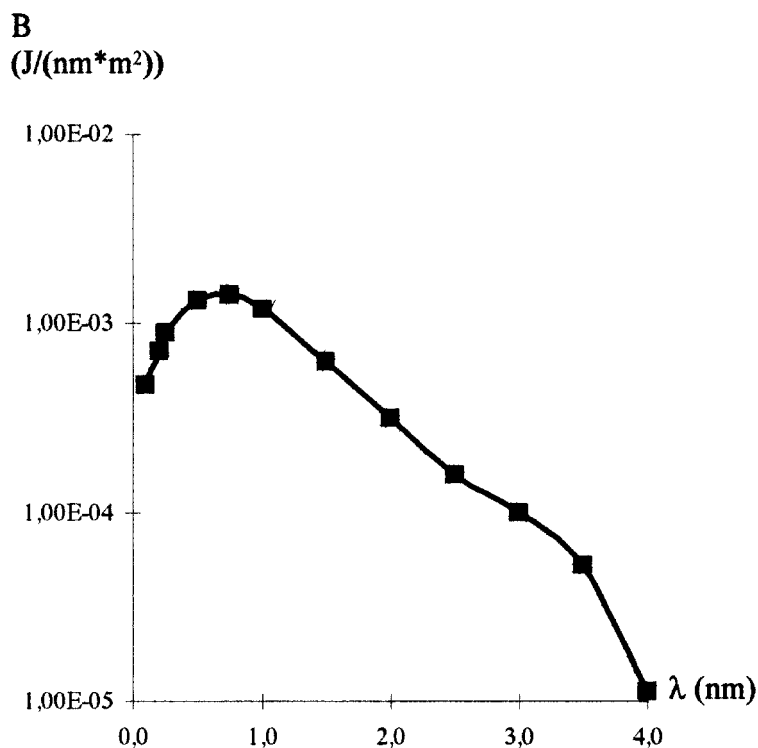


Рис. 1. Зависимость спектральной плотности потока MRI от длины волны.

Система (3) решалась прямым методом. Параметр регуляризации α в ходе расчетов менялся в диапазоне $0,5 \cdot 10^6 - 0,5 \cdot 10^{12}$. Из полученных для различных α зависимостей $B(\lambda)$ выбирали ту, которая при наименьшей ошибке квадратичного отклонения $n(x)$ не имеет резких осцилляций и переходов через ноль. На рис. 1 представлены результаты восстановления спектра рентгеновского излучения ионизатора на скользящем разряде по зависимости концентрации фотоэлектронов от расстояния до ионизатора, представленной на рис. 2 (азот, давление — 55 kN/m^2 , амплитуда импульса напряжения 300 kV , длительность фронта — $1,5 \text{ ns}$). На том же рис. 2 представлены результаты обратного расчета зависимости $n(x)$ по спектральной плотности потока.

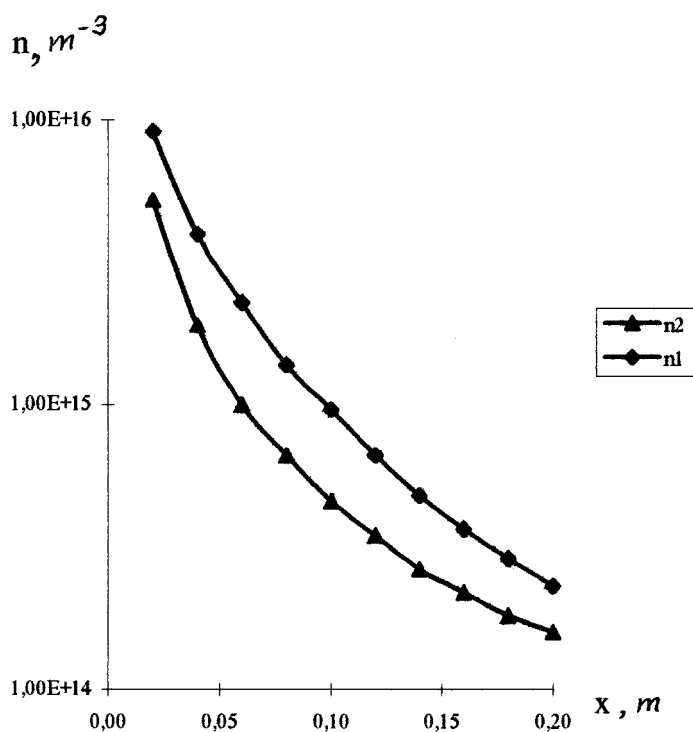


Рис. 2. Зависимость концентрации фотоэлектронов от расстояния до ионизатора: 1 — экспериментальная зависимость; 2 — зависимость, полученная обратным расчетом.

Полученные различными методами экспериментальные данные по определению интервала длин волн, обладающего максимальной интенсивностью ($\Delta\lambda_{\max}$), показали хорошее совпадение с расчетными. Методом дифференциальных газовых фильтров получили $\Delta\lambda_{\max} \cong (0.4 - 1) \text{ nm}$, а методом ослабления в бериллиевых фольгах — $\Delta\lambda_{\max} \cong (0.35 - 0.9) \text{ nm}$. Следует особо подчеркнуть, что данная методика позволяет в отличие от экспериментальных, приведенных выше, рассчитывать абсолютное значение величины спектральной плотности потока.

Работа выполнена в рамках финансируемого РФФИ проекта № 97–02–18225.

Список литературы

- [1] *Дашук П.Н., Кулаков С.Л.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 7. С. 38–42.
- [2] *Аглинцев К.К.* Дозиметрия ионизирующих излучений. М.: Гос. изд. техн.-теорет. литературы, 1967. С. 503.
- [3] *Калиткин Н.Н.* Численные методы. М.: Наука, 1978. С. 512.