

# МЕТОДИКА РАСЧЕТА СПЕКТРАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ИЗЛУЧАЮЩИМ Z-ПИНЧЁМ

## CALCULATION METHODOLOGY FOR SPECTRAL MEASUREMENTS IN THE RADIATION Z-PINCH EXPERIMENTS

*П. Б. Репин, А. Г. Репьев, А. П. Орлов, Б. Г. Репин, В. С. Покровский*  
*P. B. Repin, A. G. Rep'ev, A. P. Orlov, B. G. Repin, V. S. Pokrovsky*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, пр. Мира, 37, 607188, Россия  
 RFNC-VNIIEF

На примере эксперимента по имплозии двухкаскадного многопроволочного лайнера, запитываемого от взрывомагнитного генератора импульсом тока с амплитудой  $I_{\max} \approx 4,2$  МА и временем нарастания импульса  $\tau \approx 400$  нс (по уровню 0,1–0,9), продемонстрированы основные возможности численного моделирования спектральных измерений в экспериментах с излучающим Z-пинчем в рамках методики FLUX-rz. Расчёт эксперимента проводился с учетом переноса излучения в многогрупповом диффузионном приближении и описанием процесса абляции проволочек лайнера в режиме затянутого плазмообразования [1, 2]. Калибровка расчетной методики осуществлялась по показаниям сцинтилляционных измерений импульсов МПИ за алюминиевым, серебряным и медным фильтрами.

This paper demonstrates principle possibilities of numerical simulation of spectral measurements in the experiments with radiation Z-pinch based on the example of an experiment on nested multi-wire liner implosion that is powered from a magneto-cumulative generator with a current pulse with amplitude  $I_{\max} \approx 4,2$  MA and rise time  $\tau \approx 400$  ns (at level of 0,1–0,9). Calculation was carried out using two-dimensional RHMD code FLUX-rz, taking into account the radiation transfer in a multi-group diffusive approximation and description of ablation process of the liner wires in the regime of prolong plasma formation [1, 2]. Calibration of the calculating model was carried out according to scintillation measurements of SXR pulses behind aluminum, silver, and copper filters.

### Постановка расчетов

Лайнерная камера, с идеально проводящими стенками, представляла собой цилиндр радиуса  $R_{\text{ext}} = 4$  см с высотой  $H = 1,5$  см. Нагрузкой являлась двухкаскадная многопроволочная сборка, состоящая из 360 вольфрамовых проволочек диаметром  $d = 7,1$  мкм и длиной  $l = 1,5$  см (полная масса  $M_{\text{total}} = 4,14$  мг). Первый каскад состоял из 240 проволочек, равномерно расположенных на цилиндрической образующей радиуса  $R_1 = 3$  см. Второй каскад, сформированный из 120 проволочек, размещался на радиусе  $R_2 = 2$  см. Подвод электромагнитной энергии к лайнеру осуществлялся сбоку по коаксиальной передающей вакуумной линии.

Численное моделирование данного эксперимента было проведено с экспериментальным («навязанным») импульсом тока, в соответствии с которым на входе в лайнерную камеру выставлялись

граничные условия для азимутальной компоненты магнитного поля.

Для повышения точности получаемых результатов, использовалась стационарная пространственно-однородная эйлерова сетка с квадратными ячейками размером 100 мкм.

Расчет переноса теплового излучения в плазме осуществлялся в 100-групповом диффузионном приближении, энергетическая ширина группы составляла 5 эВ.

### Результаты моделирования

Импульсы МПИ, зарегистрированные тремя сцинтилляционными датчиками, находящимися в радиальных каналах за различными фильтрами приведены на рис. 1. Толщина алюминиевого фильтра составляла  $\sim 3,1$  мкм, серебряного  $\sim 1,05$  мкм, медного  $\sim 0,78$  мкм. Обработка экспериментальных данных дает значение полуширины

импульса МРИ за алюминиевым фильтром  $\tau \approx 15$  нс, за медным фильтром  $\tau \approx 12,3$  нс и за серебряным  $\tau \approx 17,7$  нс.

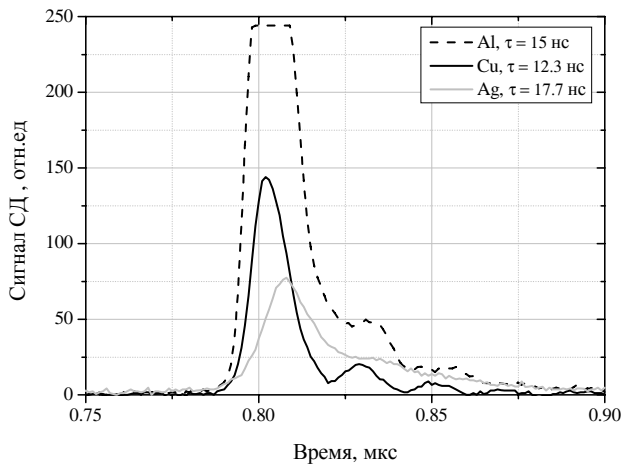


Рис. 1. Сигналы импульсов МРИ регистрируемые сцинтилляционными датчиками расположенными за алюминиевым (---), серебряным (—) и медным (—) фильтрами

Расчетное «попадание» на зарегистрированные импульсы МРИ осуществлялось сразу на все сцинтилляционные датчики одновременно в одном РМГД расчете. Для этого в каждой энергетической группе проводилась свертка выходящего из Z-пинча излучения со средним по группе значением спектрального коэффициента пропускания конкретного фильтра взятого из таблиц Хенке [3]. Механизм «попадания» на СД методику осуществлялся путем варьирования удельной скорости плазмообразования  $k_{abl}$  и относительной амплитуды случайных аксиальных возмущений интенсивности абляции  $A_0$ . Наиболее близко экспериментальные значения длительности импульсов МРИ в расчете удалось воспроизвести при  $k_{abl}^1 = 45$  мкг/(нс·см<sup>2</sup>) и  $A_0 = 3,4$  %.

На рис. 2 показаны последовательные стадии имплозии лайнера в данном эксперименте, рассчитанные при указанных выше параметрах.

Данные рисунки отчетливо демонстрируют, что имплозия лайнера в эксперименте проходит

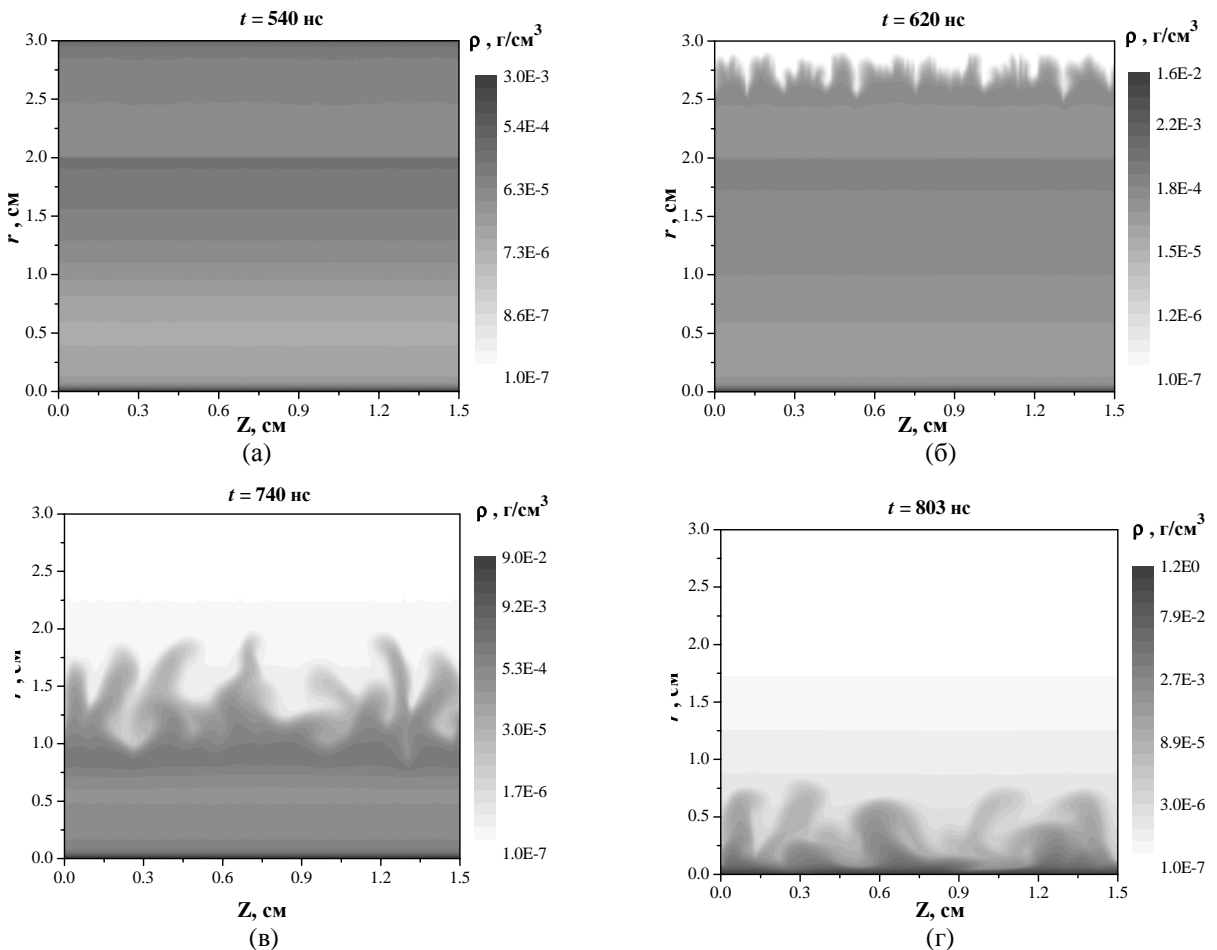


Рис. 2. Пространственное распределение плотности плазмы в последовательные моменты времени. (а) – окончание плазмообразования внешнего каскада. (б) – завершение абляции внутреннего каскада. (в) – прохождение лайнером половину пути до оси. (г) – момент максимума излучения

в режиме «снежного плуга». Из распределения плотности плазмы на момент завершения фазы абляции ( $t_2 \approx 620$  нс) видно, что вещество успело заполнить все пространство лайнерной камеры, а на оси системы образовался столб прекурсорной плазмы с плотностью  $\rho \approx 0,016$  г/см<sup>3</sup> и температурой электронов  $T_e \approx 22$  эВ. В результате дальнейшей имплозии оставшееся на верхних радиусах вещество начинает постепенно «сгребаться» к оси системы, увлекая за собой уже снесенную массу. К моменту времени  $t \approx 803$  нс, соответствующему максимуму импульса МРИ, плотность вещества на оси камеры достигает значений  $\rho \approx 1,2$  г/см<sup>3</sup>.

На рис. 3 представлены расчётные импульсы МРИ, генерируемые в результате имплозии вольфрамовой плазмы и выходящие из лайнерной камеры через цилиндрическую поверхность обратного токопровода.

Сравнение с экспериментальными импульсами позволяет сделать следующие выводы. Так местоположения во времени максимумов всех расчётных импульсов достаточно хорошо согласуются

с показаниями сцинтилляционных датчиков. Длительности расчётных импульсов за серебряным и медным фильтрами находятся в хорошем согласии с экспериментом. Однако, длительность расчётного импульса за алюминиевым фильтром почти в два раза превышает диагностические измерения. Также обращает на себя внимание наличие значительного пьедестала перед основным импульсом, полученным в расчёте за алюминиевым фильтром.

Спектральные распределения мощности излучения, выходящего через всю цилиндрическую поверхность аксиально-симметричного Z-пинча на момент максимума интенсивности МРИ ( $t \approx 803$  нс) и моменты соответствующие полувысоте импульса на его переднем ( $t \approx 794$  нс) и заднем фронте ( $t \approx 812$  нс) приведены на рис. 4. Там же приведена аппроксимация расчётных спектров функциями планковского вида  $f_{пл}(\epsilon, T)$ , учитывающими совпадения местоположений максимумов распределений и равенства интегральных площадей.

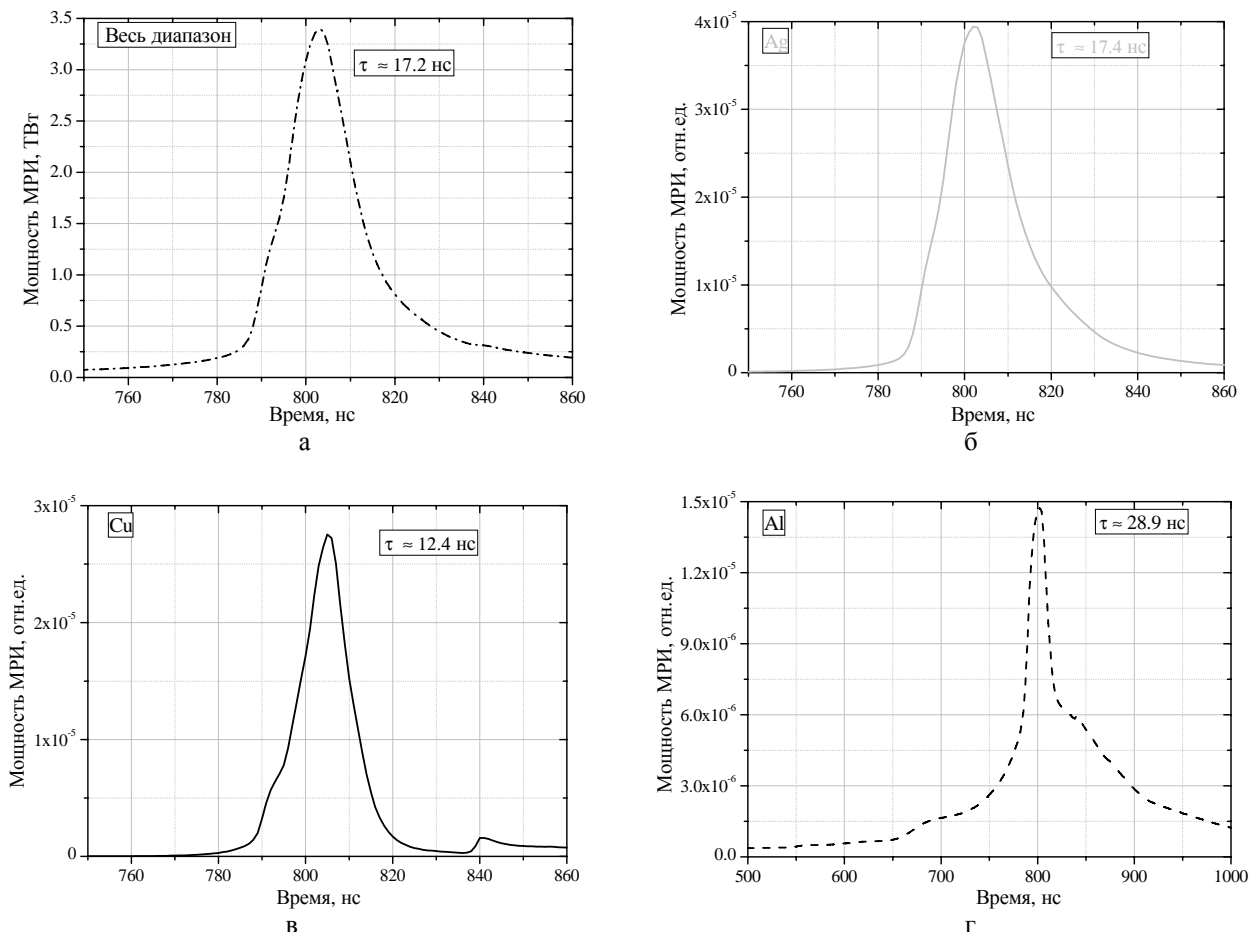


Рис. 3. Расчётные импульсы МРИ: а – в полном спектральном диапазоне; б – за серебряным фильтром; в – за медным фильтром; г – за алюминиевым фильтром

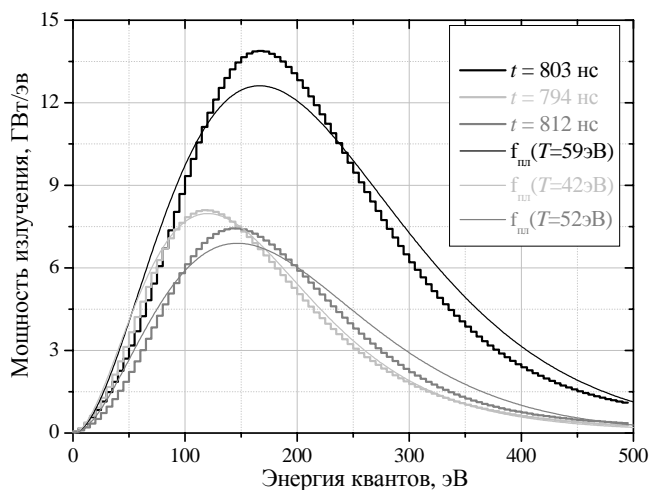


Рис. 4. Расчётные распределения спектральной мощности излучения пинча на момент максимума выходящего излучения и моменты соответствующие полувысоте импульса на его переднем и заднем фронте, без учета потерь излучения в электроды

Из представленных распределений видно, что максимальная температура излучения реализуется в момент максимума импульса МРИ и составляет  $T \sim 59$  эВ. Интересной особенностью является отличие ( $\sim 10$  эВ) температур излучения, генерируемого плазмой на моменты соответствующие полувысоте импульса МРИ.

### Влияние окисных пленок на пропускание фильтров

В предыдущем подразделе было показано, что наблюдаются существенные различия в форме экспериментального и расчетного импульсов МРИ за алюминиевым фильтром, которые необходимо рассмотреть отдельно.

В результате тщательного анализа различных экспериментов с излучающими Z-пинчами удалось установить, по крайней мере, два возможных фактора, существенно влияющих на расхождение расчетной методики с экспериментом. К первому относится учёт формирования оксидной пленки на поверхности алюминия. Известно, что толщина оксидной плёнки на только что раскатанном листе алюминия составляет  $\sim 2,5$  нм и за несколько лет её толщина может достигнуть в воздушной среде при комнатной температуре 10–20 нм (см.[4, 5]). В большинстве экспериментов в качестве алюминиевого фильтра использовался набор из пяти фольг кованного алюминия толщиной  $\sim 0,62$  мкм произведенных несколько лет назад. Следовательно, максимальная суммарная толщина предпола-

гаемого оксида в применяемых фильтрах может достигать значения  $\sim 200$  нм, что составляет 6 % от общей толщины фильтра. В этой связи были проведены расчеты учитывающие наличие оксидной пленки с толщиной в указанном диапазоне.

Наилучших результатов удалось достичь при суммарной толщине оксидной пленки в 3 % от всей толщины фильтра. Это значение соответствует толщине поверхностного слоя оксида в 9 нм. На рис. 5 представлено сравнение расчетных импульсов излучения для случая 100 % чистого алюминиевого фильтра и фильтра с присутствием оксидной пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  суммарной толщиной в 90 нм.

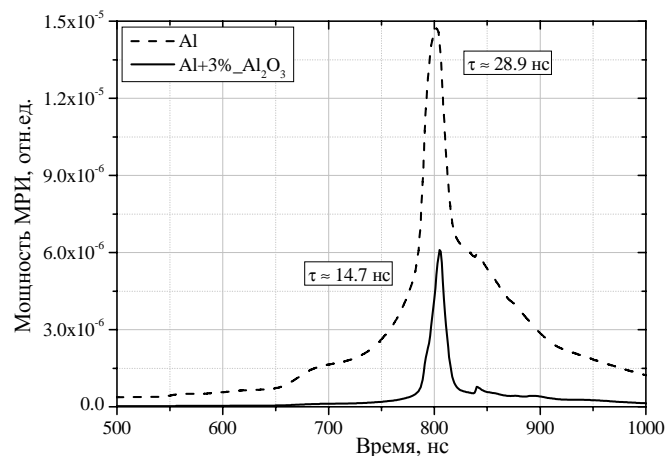


Рис. 5. Расчетные импульсы МРИ полученные за алюминиевым фильтром с учетом оксидной пленки на поверхности фильтра суммарной толщиной в 90 нм (—) и без ее учета (- - -).

Как видно из расчетных зависимостей наличие оксида алюминия на поверхности фильтра оказывает существенное влияние на регистрируемый детектором импульс МРИ. Помимо исчезновения пьедестала обращает на себя внимание и тот факт, что длительность импульса излучения на полувысоте сократилась с 28,9 нс до 14,7 нс и стала соответствовать эксперименту. Амплитуда импульса уменьшилась в 2,5 раза.

Аналогичные исследования проведенные с различными пленками серебра и меди свидетельствуют о слабом воздействии данных химических соединений на регистрируемые импульсы МРИ с помощью фильтров из серебра и меди.

Полученные результаты являются следствием степени изменения их спектральных коэффициентов пропускания. Так спектральные коэффициенты пропускания фильтров из чистого серебра и чистой меди практически не отличаются от коэффициентов пропускания фильтров с примесями. Однако для алюминиевого фильтра с 3 % оксид-

ной пленкой наблюдается значительное понижение пропускания излучения в области низкоэнергетических квантов ( $h\nu \sim 20\text{--}70$  эВ), излучаемых плазменным прекурсором.

Таким образом, учет оксидной пленки на поверхности алюминиевого фильтра дает хорошее согласие расчётных и экспериментальных результатов и видится вполне целесообразным при дальнейшем моделировании излучающих Z-пинчей.

### Влияние «мертвого слоя» у пленочного сцинтиллятора

Вторым фактором, оказывающим существенное влияние на форму регистрируемого импульса МРИ, является возможное существование «мертвого слоя» у используемого пленочного сцинтиллятора. Этот слой может выступать как дополнительный фильтр. Наиболее вероятными причинами возникновения такого слоя является деградация химических соединений в приповерхностном слое сцинтиллятора при длительном хранении, а также шероховатость его поверхности. Характерная толщина такого слоя варьируется от типа сцинтиллятора, способа его производства,

энергии падающих на него квантов и по различным оценкам может составлять до 1 мкм.

Напомним, что в текущем эксперименте применялся пленочный сцинтиллятор американской фирмы Eljen Technology, марки Ej-208 толщиной 200 мкм [6]. По паспортным данным его химический состав в основном представлен соединением  $C_{469}H_{517}$ . Для различных значений предполагаемой толщины «мертвого слоя» сцинтиллятора были проведены серии расчетов по исследованию влияния данного фактора на диагностику импульсов МРИ. Поскольку сцинтиллятор располагается за каждым из трех фильтров, то он оказывает изменение формы всех импульсов излучения. Это накладывает определенные сложности в определении его вероятной толщины, так как в расчетах она фактически играет роль третьего свободного параметра. В этой связи уже найденные значения удельной скорости плазмообразования  $k_{abl}$  и относительной амплитуды случайных аксиальных возмущений интенсивности абляции  $A_0$  не изменились, а варьировалась только глубина слоя.

Наиболее оптимальное «попадание» сразу на все три импульса излучения в расчетах удалось получить при толщине «мертвого слоя» сцинтил-

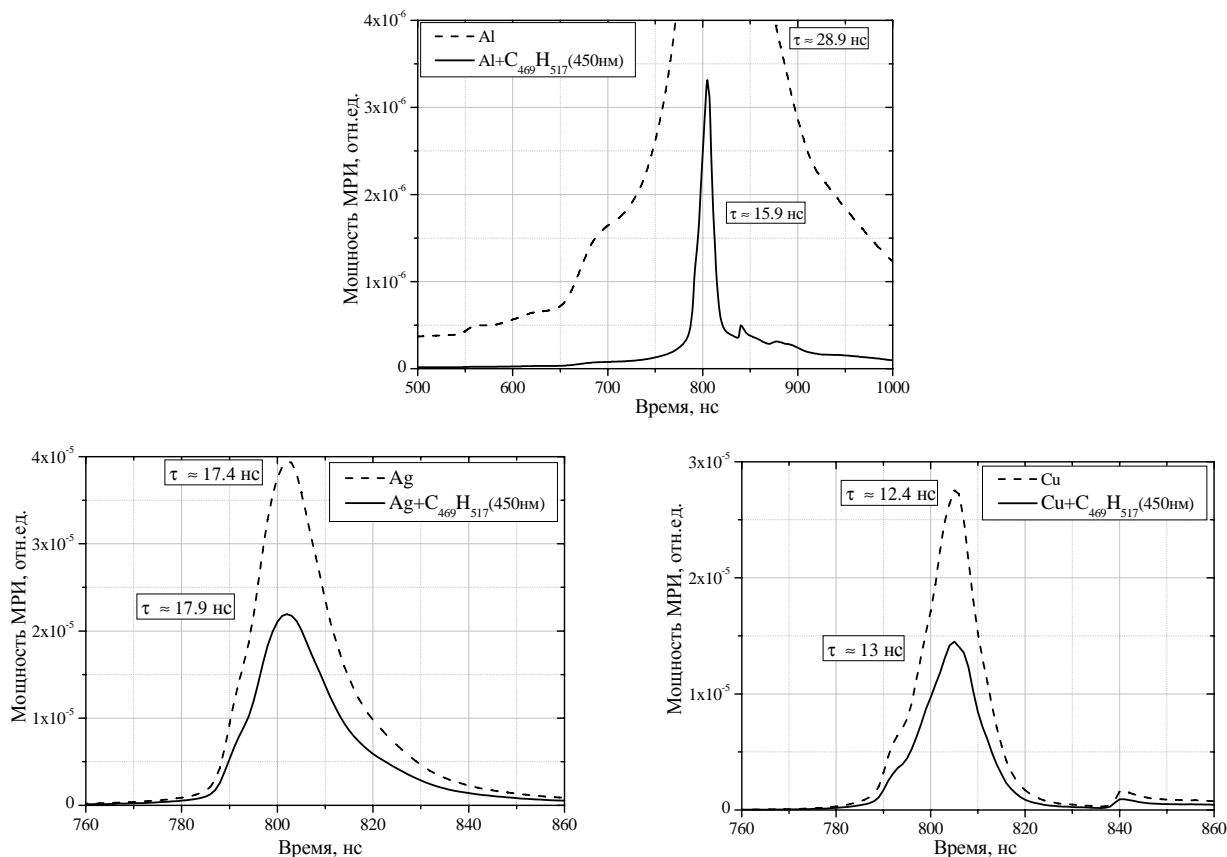


Рис. 6. Расчетные импульсы МРИ полученные за различными фильтрами с учетом наличия «мертвого слоя» сцинтиллятора в 450 нм и без его учета

лятора в 450 нм. На рис. 6 представлены расчётные импульсы МРИ, генерируемые в результате учета подобного слоя.

Длительности импульсов МРИ на полувысоте за всеми фильтрами с учетом «мертвого слоя» сцинтиллятора находятся в хорошем согласии с диагностическими измерениями. Пьедестал за алюминиевым фильтром в этом случае отсутствует. Отличительной особенностью результатов данного моделирования является значительное снижение амплитуд всех импульсов излучения: за серебряным и медным фильтрами примерно в два раза, а за алюминиевым фильтром примерно в пять раз. Такое поведение объясняется изменением спектральных коэффициентов пропускания соответствующих фильтров. Дополнительный фильтр из  $C_{469}H_{517}$  толщиной в 450 нм приводит к заметному ослаблению пропускания квантов с энергиями  $h\nu > 284$  эВ для всех фильтров. Кроме того, как и в случае с учетом оксидной пленки, «мертвый слой» сцинтиллятора значительно понижает пропускание излучения алюминиевого фильтра в области низкоэнергетических квантов ( $h\nu \sim 20\text{--}70$  эВ), что и определяет отсутствие пьедестала и снижение длительности у импульса МРИ.

Проведенное исследование влияния данного фактора на регистрируемые импульсы МРИ не выявило каких-либо серьезных противоречий и наряду с первым фактором вполне может применяться для адекватного моделирования основных параметров импульса МРИ, генерируемого в результате имплозии цилиндрической лайнерной сборки. Более того, представляется целесообразным провести работу по экспериментальному определению толщины «мертвого слоя» сцинтиллятора, применяемого в составе реальных детекторов.

### Моделирование излучения с осевого канала

В предыдущих разделах основной акцент моделирования делался на расчетное «попадание» показаний сцинтилляционных датчиков расположенных в радиальном диагностическом канале. Однако в эксперименте помимо радиального канала сцинтилляционная методика также стояла и в осевом канале. В этой связи весьма целесообразным, как для калибровки используемого МГД кода, так и для нахождения параметров излучения в данном направлении, представляется моделирование диагностических измерений в используемом осевом канале.

Напомним, что в эксперименте регистрировался импульс МРИ в осевом канале диаметром  $d_{axis}=2$  мм за алюминиевым фильтром толщиной 1,86 мкм. Длительность импульса на полувысоте составила  $\sim 9,5$  нс.

С учетом результатов моделирования предыдущего раздела расчеты проводились с учетом оксидной пленки на поверхности алюминиевого фильтра с суммарной толщиной в 3% и чистого алюминиевого фильтра.

На рис. 7 представлено сравнение расчетных импульсов излучения для случая 100% чистого алюминиевого фильтра и фильтра с присутствием оксидной пленки  $Al_2O_3$  суммарной толщиной в 56 нм.

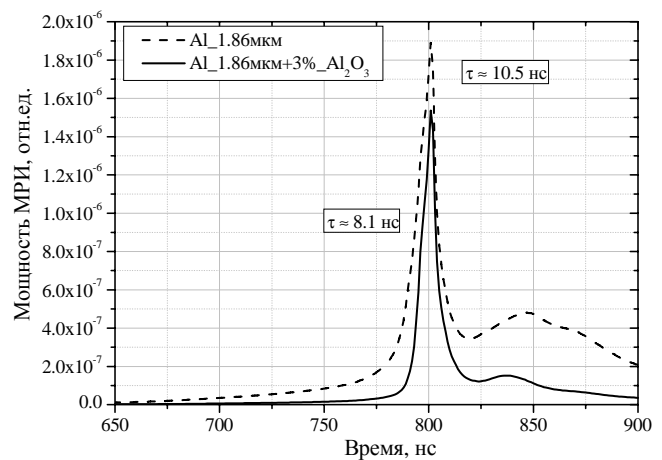


Рис. 7. Расчетные импульсы МРИ полученные за алюминиевым фильтром в осевом канале с учетом наличия оксидной пленки  $Al_2O_3$  суммарной толщиной в 56 нм на его поверхности (—) и чистого алюминия (- -).

Длительности представленных импульсов излучения составляют  $\sim 10,5$  нс и  $\sim 8,1$  нс соответственно, что хорошо согласуется с экспериментальными показаниями.

Обращает на себя внимание, что по сравнению с радиальным каналом амплитуда и длительность на полувысоте импульсов излучения в осевом канале с учетом оксидной пленки и без нее отличаются незначительно. Это объясняется смещением распределения мощности спектрального излучения в более энергетическую область квантов. Анализ выходящего излучения показывает, что средняя максимальная эффективная температура торца пинча существенно выше температуры излучающей поверхности в радиальном направлении и составляет  $T \sim 76$  эВ. В результате полоса пропускания алюминия в области низкоэнергетических квантов ( $h\nu \sim 20\text{--}70$  эВ) перестает играть

определяющую роль в формировании импульса МРИ.

На рис. 8 представлена плотность мощности излучения во всем спектральном диапазоне выходящая через осевой канал и усредненная по площади его отверстия.

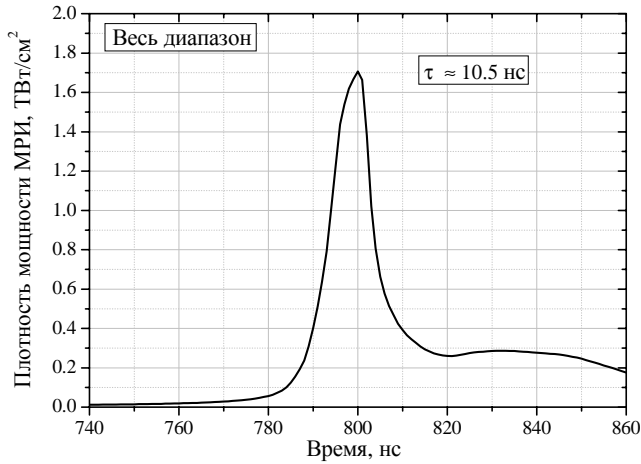


Рис. 8. Расчетная плотность мощности МРИ во всем спектральном диапазоне выходящая в осевом направлении и усредненная по площади диагностического канала

Максимальные значения плотности мощности излучения в данном направлении составляют  $\sim 1,7$  ТВт/см<sup>2</sup>.

### Заключение

Разработанная расчетная методика FLUX-rz позволяет достаточно точно воспроизводить основные параметры импульсов МРИ (время имплозии, длительность на полувысоте, излученная энергия) регистрируемых сцинтилляционными детекторами расположенными за различными фильтрами как в радиальном так и в осевом диаг-

ностическом каналах, а также восстанавливать температуру плазмы пинча.

Проведенное моделирование указывает, что наблюдаемые отклонения в форме расчетного и экспериментального импульса МРИ с помощью СД методики за алюминиевым фильтром могут быть связаны с наличием на его поверхности оксидной пленки либо присутствием «мертвого слоя» у пленочного сцинтиллятора. Какой из этих факторов является определяющим в данном эксперименте возможно понять только после проведения дополнительных лабораторных исследований.

### Список литературы

1. Repin B. G., Orlov A. P., Repin P. B., and Selemir V. D. Calculation Method of Radiation Spectral Transfer in Frameworks of Two-Dimensional Magnetohydrodynamic Code FLUX-rz // IEEE Trans. on Plasma Science, 2010. V. 38, № 8, P. 1822–1827.
2. Репин Б.Г., Орлов А.П.. Численное моделирование многопроволочных Z-пинчей с учетом затянутого плазмообразования // Сборник докладов XII Международной научной конференции по проблемам физики высоких плотностей энергии «Харитоновские чтения», Саров, 2010. С. 526.
3. Henke B. L. et al. Low-energy X-ray interaction coefficients: photoabsorption, scattering, and reflection // Atomic data and nuclear data tables, 1982, V. 27, P. 1–144.
4. Бакшаев Ю. Л., Данько С. А., Соколов Е. Е., Чукбар К. В. Импульсный болометр для измерения мягкого рентгеновского излучения в сильноточном X-пинче: расчет предельных параметров и реализация // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 1, с. 54–62.
5. [http://masterweld.ru/svarka\\_aluminiya](http://masterweld.ru/svarka_aluminiya)
6. Eljen technology. Scintillation products. URL: <http://www.eljentechnology.com>.