

02:04

Применение методов деконволюции к спектрам гамма-излучения термоядерной плазмы

© Е.М. Хилькевич, А.Е. Шевелев, И.Н. Чугунов, В.О. Найденов,
Д.Б. Гин, Д.Н. Дойников

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: e.khilkevitch@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 6 июня 2012 г.

Продемонстрирована возможность применения методов деконволюции для решения задачи восстановления спектров гамма-излучения термоядерной плазмы. Создан код DEGAS, реализующий модифицированные алгоритмы деконволюции. Представлены результаты применения кода к тестовым спектрам, дискретным спектрам источников излучения и гамма-спектрам, измеренным в ходе экспериментов на токамаке JET с использованием методов дополнительного нагрева плазмы. Показана возможность восстановления спектров с низкой статистикой.

Восстановление исходного спектра излучения является одной из основных задач ядерной спектроскопии. Ее решение осложнено тем, что отклик детектора на моноэнергетические гамма-кванты представляет собой сложную функцию, зависящую от многих характеристик детектора и условий эксперимента. Условия проведения гамма-спектрометрических измерений во время экспериментов с горячей плазмой отличаются особой сложностью. Измерения обычно проходят в условиях высокого нейтронного и непрерывного гамма-фона. Поэтому задача выделения гамма-линий из спектра, измеренного детектором, идентификация энергий и нахождение их интенсивностей является насущной при обработке экспериментальных данных [1]. Данная работа посвящена ее решению по отношению к гамма-спектрам, зарегистрированным во время разрядов токамака JET с нейтральной инжекцией (NBI) и ионно-циклотронным нагревом. Задача восстановления исходного распределения является весьма актуальной при обработке спектров и изображений в астрофизике [2], биологии и медицине [3], гамма- и рентгеновской спектроскопии. Попытки вос-

становления исходного энергетического распределения из спектров, измеренных сцинтилляционными и полупроводниковыми детекторами, проводились ранее, например, в работах [4,5]. Актуальность задачи привела к созданию большого числа различных методов деконволюции спектров и изображений. В ряде работ [5–9] производилось сравнение между различными методами с целью выбрать наиболее подходящий для обработки спектров. Показано, что метод максимальной вероятной оценки с использованием ожидаемой максимизации (maximum likelihood estimation using expectation maximization, ML-EM) [3], известный так же, как метод Ричардсона–Луи [10,11], является одним из лучших при восстановлении гамма-спектров: он демонстрирует хорошую устойчивость к шумам исходных данных и позволяет сравнительно точно восстанавливать исходные спектры [5,7]. Во всех упомянутых работах методы деконволюции применялись к случаю, когда исходный спектр является дискретным. Кроме того, предполагалась большая статистика спектров. В то же время спектры, получаемые в экспериментах на токамаке JET, имеют весьма малую статистику. Помимо этого в спектрах присутствует вклад нейтронного излучения. Все это усложняет применение описанных алгоритмов к экспериментальным данным.

Для восстановления спектров в данной работе использовался метод ML-EM. Его можно описать следующим образом. Измеряемый детектором спектр $y(\varepsilon)$ может быть представлен в виде

$$y(\varepsilon) = \int_0^{+\infty} x(\varepsilon')h(\varepsilon, \varepsilon')d\varepsilon' + n(\varepsilon), \quad (1)$$

где x — исходный спектр гамма-квантов, h — аппаратная функция, n — шум. Задача деконволюции состоит в получении исходного спектра x по измеренному спектру y при известной аппаратной функции. Выражение (1) может быть представлено в матричной форме: $y = Hx + n$. Итерационный алгоритм ML-EM для решения этой задачи может быть записан как

$$x_i^p = x_i^{p-1} \sum_j h_{j,i} \frac{y_j}{\sum_k h_{j,k} x_k^{p-1}}.$$

На каждом шаге выполняется преобразование $x_i^p = \max(x_i^p, 0)$.

Базовая процедура была модифицирована. Для подавления осцилляций при наличии фоновой подставки предлагается через каждые j итераций проводить процедуру сглаживания, что позволяет уменьшить величину осцилляций. Для увеличения разрешающей способности алгоритма предлагается уменьшить ширину канала исходного спектра путем интерполяции. Предложенные модификации позволяют улучшить восстанавливаемый спектр при малой статистике исходных данных и наличии фоновой подставки.

Для проведения процедуры деконволюции и определения интенсивности пиков восстановленного спектра был разработан код DEGAS (Deconvolution of Gamma Spectrum), реализующий описанный выше модифицированный алгоритм.

Для тестирования методики производилась генерация тестовых спектров, содержащих фоновую и пиковую части. Далее этот тестовый спектр сворачивался с аппаратной функцией детектора и нормировался на величину полного числа отсчетов в спектре. На получаемый спектр накладывался шум с пуассоновским распределением. Набор аппаратных функций детектора был рассчитан с помощью кода MCNP (Monte Carlo Automatic N-Particle code) и программы MCAM (Monte Automatic Modelling Program for Radiation Transport Simulation) [12] для создания модели, учитывающей реалистичные характеристики сцинтилляционного детектора NaI(Tl). В модели был задан точечный изотропный источник гамма-квантов. Примеры рассчитанных аппаратных функций для разных энергий моноэнергетического излучения показаны на рис. 1, *a*. Разрешение аппаратной функции при развертке выбиралось на 30% меньшим, чем у исходной функции, с целью подавления осцилляций. После деконволюции было проведено линейное сглаживание по трем точкам. Результат работы алгоритма для спектра с малой статистикой (10^4 отсчетов) показан на рис. 1, *b* и *c*. Видно, что восстановленный спектр неплохо совпадает с оригинальным спектром (рис. 1, *c*), отличие в максимальном значении пиков обусловлено сглаживанием. Ошибка в определении амплитуд пиков составляет 2% для малого пика и 5.5% для большого пика. Свернутый восстановленный спектр хорошо совпадает со свернутым сгенерированным спектром (рис. 1, *b*). Различие вызвано тем, что после завершения работы алгоритма данные были сглажены. Пики одиночного вылета аннигиляционных квантов, отчетливо видимые на свернутом спектре, исчезли на восстановленном спектре. С увеличением статистики различие между исходным и восстановленным спектрами уменьшается. Таким образом, результаты обработки тестовых

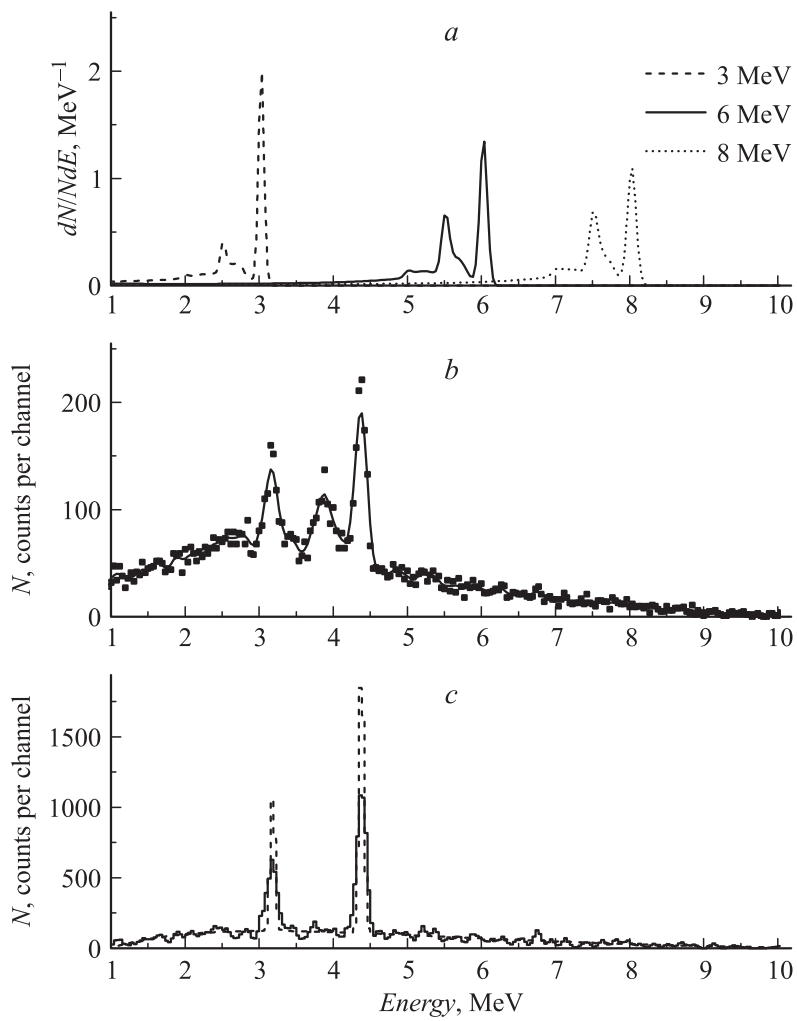


Рис. 1. Аппаратные функции для нескольких значений энергий гамма-квантов (*a*); тестовый спектр и свернутый с аппаратной функцией (*b*, точки) и восстановленный спектр, свернутый с аппаратной функцией (*b*, линия); тестовый спектр (*c*, пунктир) и восстановленный спектр (*c*, сплошная линия).

Интенсивности и энергии пиков восстановленного спектра источника ^{152}Eu . Интенсивность линий из паспорта представляет собой сумму линий с большой интенсивностью и рядом находящихся линий малой интенсивности (менее 1%)

№	Энергия линий по паспорту, MeV	Энергия восстановленных линий, MeV	Интенсивность по паспорту, s^{-1}	Восстановленная интенсивность, s^{-1}
1	0.245	0.243	3018	2722
2	0.344	0.349	11115	11683
3	0.411	0.428	945	994
4	0.444	0.453	1269	1300
5	0.563	0.529	447	411
6	0.586	0.604	367	441
7	0.688	0.706	863	1033
8	0.778	0.790	5585	5529
9	0.867	0.883	1841	1800
10	0.964	0.975	6229	6316
11	1.085	1.035	4815	4392
12	1.112	1.111	5501	5326
13	1.212	1.195	673	653
14	1.299	1.288	710	1083
15	1.408	1.406	8469	8257

спектров показывают, что данный алгоритм позволяет восстанавливать исходный спектр при известной аппаратной функции детектора с достаточно высокой точностью даже при малой статистике в измеренных спектрах и при наличии непрерывного фона.

Для отработки методики был проведен ряд экспериментов с источниками гамма-излучения. В измерениях использовался NaI(Tl) детектор с размерами $\varnothing 150 \times 100 \text{ mm}$ и энергетическим разрешением 11.5% на линии 661.6 keV. Функции отклика NaI(Tl) детектора были рассчитаны MCNP кодом в энергетическом диапазоне 60–3000 keV с шагом 20 keV. В расчетной модели изотропный источник гамма-излучения был помещен на расстоянии 25.5 cm от детектора. Примерно на таком же расстоянии в измерениях устанавливался источник гамма-излучения ^{152}Eu с известной активностью распада. Результат обработки спектра источника ^{152}Eu показан на рис. 2 и в таблице. Из этого спектра был предварительно вычтен измеренный спектр

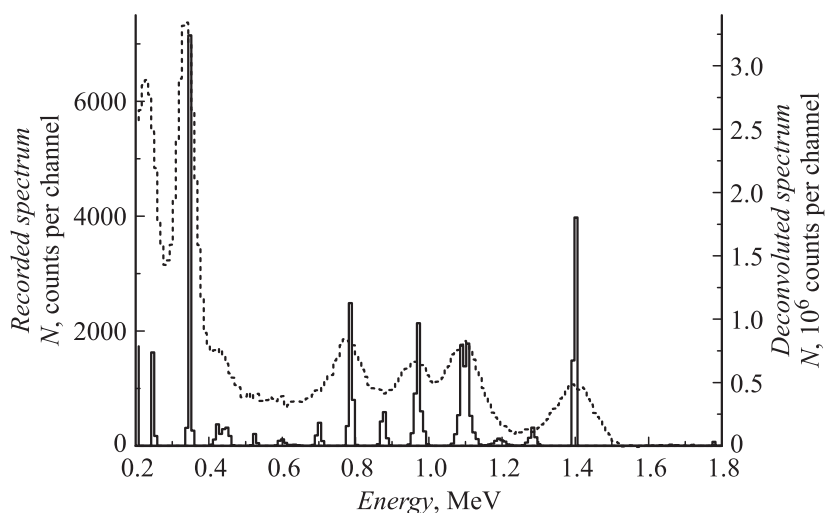


Рис. 2. Восстановленный спектр излучения источника ^{152}Eu после вычитания фона. Время набора спектра — 300 s. Пунктир — измеренный спектр (отсчеты по левой оси), сплошная линия — восстановленный спектр (отсчеты по правой оси).

фонового излучения. Восстановленный спектр позволил определить все основные линии ^{152}Eu . Ошибка определения линий с высокой интенсивностью оказывается сравнительно небольшой. Она может быть объяснена неточным определением расстояния до источника. Метод позволил выявить линии с крайне малой интенсивностью 1.212, 1.299, 0.688, 0.586, 0.563 MeV, невидимые в исходном спектре, хотя и с большой относительной ошибкой при определении амплитуды. Удалось обнаружить также невидимую в исходном спектре линию 0.867 MeV и сравнительно точно определить ее интенсивность. Удалось разрешить близко расположенные пары линий 0.411 и 0.444, 1.085 и 1.112 MeV. Представленные результаты позволяют говорить о практической применимости используемой методики восстановления спектров.

В качестве примеров в данной работе были использованы спектры, зарегистрированные гамма-спектрометром во время разрядов JET с ионно-циклотронным и NBI нагревом. Сцинтилляционный детектор с кристаллом BGO $\varnothing 76 \times 76$ mm установлен в бункере за биологической

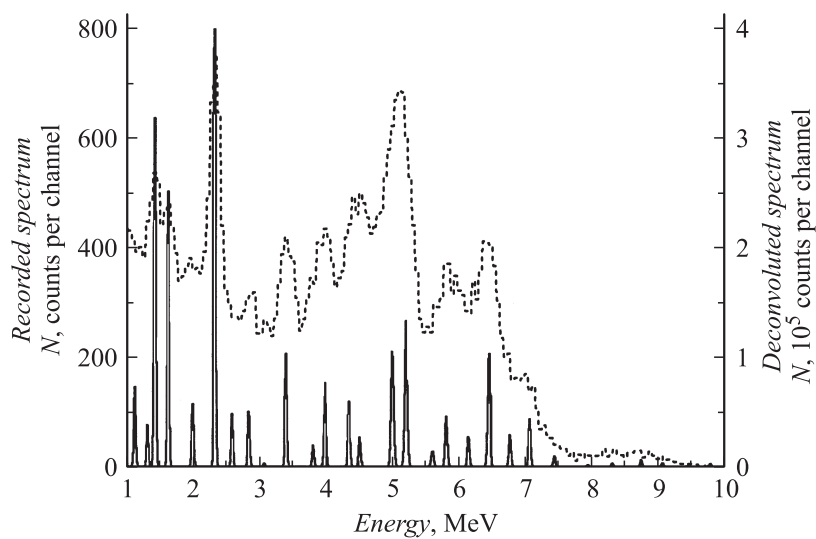


Рис. 3. Результаты обработки спектра, измеренного во время разряда JET. Пунктир — измеренный в эксперименте спектр (отсчеты по левой оси), сплошная линия — восстановленный спектр (отсчеты по правой оси).

защитой токамака JET и имеет квазитангенциальную линию обзора плазмы в экваториальной плоскости камеры токамака. Излучение попадает в детектор, пройдя через стенку порта, а также через систему коллиматорных щелей и отверстие в биологической защите. Для подавления нейтронного излучения перед детектором установлены полиэтиленовые блоки общей толщиной 77 см. Следует отметить, что наряду с гамма-излучением из камеры токамака в детектор попадает и нейтронное излучение, вызывающее отклик детектора благодаря активации материала сцинтилляционного кристалла. Функции отклика детектора на моноэнергетическое гамма-излучение были рассчитаны с помощью MCNP. При моделировании задавался плоский, распределенный по ограниченной поверхности источник, излучающий гамма-кванты в направлении детектора. Результатом деконволюции является спектр гамма-квантов, пересекших поверхность, находящуюся от детектора на расстоянии 91 см. На рис. 3 показан результат обработки спектра, зарегистрированного в разряде с ^4He плазмой JET при инжектировании

и ионно-циклотронном нагреве примеси ^3He [1]. Взаимодействие ускоренных ионов с примесью углерода вызвало в плазме ядерную реакцию $^{12}\text{C}(^3\text{He}, p\gamma)^{14}\text{N}$ с излучением гамма-квантов, соответствующих внутриядерным переходам возбужденного ядра ^{14}N . Зарегистрированный спектр имеет достаточно сложную форму, и разрешение детектора 12% не позволяет идентифицировать все линии. После применения процедуры деконволюции стал доступен для анализа набор линий переходов ядра ^{14}N с уровнем возбуждения 2.31, 3.95, 4.92, 5.11, 5.69, 5.83, 6.20, 6.45, 7.03 MeV в основное состояние, а также линии межуровневых переходов. Привлечение данных о функциях возбуждения различных уровней даст возможность восстановления функции энергетического распределения быстрых ионов в горячей плазме. Поскольку энергия реакции Q равна 4.78 MeV, регистрация квантов 7.03 MeV сигнализирует о присутствии значительной фракции ионов ^3He с энергией, превосходящей 2.2 MeV.

Таким образом, в ходе проведенных исследований был разработан код DEGAS, реализующий модифицированные алгоритмы деконволюции спектров гамма-излучения, измеренных сцинтилляционным детектором. Применение кода дает хорошие результаты, в том числе и для спектров с малой статистикой и с непрерывной частью. Результаты обработки экспериментальных спектров от источников гамма-излучения показали, что при применении к дискретным спектрам метод позволяет разрешать пики, невидимые на исходном спектре. По сравнению с другими методами процедура не требует априорной информации о спектре и может применяться к спектрам с малой статистикой. Абсолютные интенсивности отдельных пиков могут быть восстановлены с хорошей точностью. Предложенный алгоритм был успешно применен для обработки спектров гамма-излучения, измеренных в ходе экспериментов на токамаке JET. Метод учитывает ослабление излучения в материалах по пути из плазмы в детектор и открывает возможности проведения не только относительных, но и абсолютных измерений интенсивности излучения.

Авторы выражают благодарность В.Г. Киптилому (CCFE, Абингдон, Великобритания) за предоставленные данные и помощь в проведении MCNP моделирования.

Работа поддержана средствами из государственных контрактов РФ № Н.4к.52.90.11.1094 и н.4к.52.90.11.1151.

Список литературы

- [1] *Kiptily V.G., Cecill E.E., Jarvis O.N. et al.* // Nuclear Fusion. 2002. V. 42. P. 999–1007.
- [2] *Starck J.L., Panti E.* // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. 2002. V. 114. P. 1051–1069.
- [3] *Vardi Y., Shepp L.A., Kaufman L.* // J. American Statistical Association. 1985. V. 80. N 389. P. 8–20.
- [4] *Raad M., Deriche M., Noras J., Shafiq M.* // Measurement Science and Technology. 2008. V. 19. N 6. P. 056 601(1–6).
- [5] *Meng L., Ramsden D.* // IEEE Transactions on nuclear science. 2000. V. 47. N 4. P. 1329–1336.
- [6] *Lanteri H., Soummer R., Aime C.* // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 1999. V. 140. P. 235–246.
- [7] *Morhac M., Matousek V.* // J. Computational and Applied Mathematics. 2011. V. 235. P. 1629–1640.
- [8] *Jeffrey W., Rosner R.* // Astrophysical J. Part 1. 1986. V. 310. P. 463–472.
- [9] *Boushet L.* // Astronomy and Astrophysics Supplement. 1995. V. 113. P. 167–183.
- [10] *Rishardson W.H.* // J. Opt. Soc. Amer. 1972. V. 62. N 1. P. 55–59.
- [11] *Lucy L.B.* // Astron. J. 1974. V. 79. P. 745–754.
- [12] *Wu Y., FDS Team* // Fusion Engineering and Design. 2009. V. 84. P. 1987–1992.