Известия НАН Армении, Физика, т.60, №1, с.3–13 (2025) УДК 621.039.8.002 DOI: 10.54503/0002-3035-2025-60.1-3

# АНАЛИЗ ТЕПЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛОКАЛЬНО НАКЛОННЫХ МИШЕНЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОННЫМИ ПУЧКАМИ С ГАУССОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТОКА

# Р. ДАЛЛАКЯН, Н. ДОБРОВОЛЬСКИЙ<sup>\*</sup>, А. ГРИГОРЯН, А. МАНУКЯН, И. СИНЕНКО, Д. АРШАКЯН

Национальная научная лаборатория им. Алиханяна, Ереван, Армения

#### \*e-mail: n.dobrovolski@aanl.am

(Поступила в редакцию 12 марта 2025 г.)

Обоснована применимость ступенчатой аппроксимации Гауссова распределения плотности тока при расчётах тепловых свойств плоских и локально наклонных мишеней (ЛНМ) в программе ANSYS. В рамках шести-зонной модели проведено численное моделирование температуры плоской и аксиальносимметричной ЛНМ при однородном распределении плотности облучающего тока и нескольких вариантах Гауссова распределения. Анализ полученных температурных зависимостей для плоской мишени показал, что они представляют собой сумму двух вкладов: постоянного (не зависящего от координаты) и переменного (Гауссова). Показано, что при переходе от однородного распределения плотности тока к Гауссовому, температурные режимы обоих мишеней изменяются схожим образом. Проведён сравнительный анализ тепловых потоков от подложек мишеней в воду для различных вариантов Гауссова распределения плотности облучающего тока. Показано, что максимальный выигрыш в критических значениях тепловых потоков в воду при переходе к ЛНМ достигается при однородном распределении плотности тока через мишень, где коэффициент эффективности, т.е. отношение предельно допустимых токов, равен 1.45. При Гауссовых распределениях плотности тока выигрыш монотонно уменьшается по мере уменьшения параметра среднеквадратичного отклонения Sigma, но остаётся на приемлемом с практической точки зрения уровне вплоть до минимального рассмотренного значения Sigma = 3.14 мм, при котором коэффициент эффективности опускается до значения 1.29.

#### 1. Введение

Современные ускорители укомплектованы отлаженными, надёжно работающими системами охлаждения мишеней, способными обеспечить стабильное производство радиоизотопов [1, 2]. Однако при коммерческом применении радиоизотопов требуется, чтобы интенсивность пучка ускорителя была как можно выше, а объёмы производства изотопов достигали технологического предела. Часто именно стандартные системы охлаждения мишеней являются серьёзным препятствием на этом пути, что побуждает вести постоянный поиск новых технических решений в таких системах, которые хоть и не претендуют на универсальность, но дают положительный эффект в каждом конкретном случае

[3–6]. Мы предложили новый вариант конструкции мишени и её подложки с гофрированным рельефом для мишенного модуля Nirta Solid Compact [7], который позволил увеличить поверхность охлаждения мишени и её подложки более, чем в два раза [8–10]. Такая конструкция мишени с соответствующей подложкой была названа локально-наклонной мишенью (ЛНМ). В работах [9, 10] был проведен анализ влияния материала подложек на тепловые характеристики ЛНМ из прессованного порошка молибдена, используемого при производстве медицинского радиоизотопа Tc-99m. Анализ проводился методом численного моделирования в программе ANSYS [11] при упрощающем расчёты предположении, что ток пучка протонов имеет однородное распределение по сечению мишени. В настоящей работе мы провели аналогичное исследование тепловых характеристик аксиально симметричных локально-наклонных мишеней с подложками из ниобия при более реалистичном Гауссовом распределения плотности тока протонного пучка. На актуальность такого исследования указывают результаты работ [6, 12–14]. Экспериментально Гауссово распределение плотности тока протонного пучка наблюдалось на циклотроне С18 нашего научного центра с помощью станции вибрирующих струн [15]. Напрямую использовать количественные данные для профиля пучка, полученные в экспериментах с вибрирующими струнами [15, 16], в наших расчётах было некорректно, поскольку измерения профиля проводились на довольно значительном удалении от выходного окна и на воздухе. Поэтому мы решили провести серию пробных расчётов тепловых свойств мишеней для трёх «показательных» Гауссовых распределений со значениями параметров Sigma, выбранными по критериям «слабого», «среднего» и «сильного» отклонений от однородного распределения.

#### 2. Описание модели для расчётов

Для упрощения процедуры расчётов мы использовали модель с задаваемой таблично ступенчатой аппроксимацией аксиально симметричных Гауссовых распределений. Расчёты проводились на мишенях, также обладающих аксиальной симметрией: стандартной плоской мишени (СПМ) и двойной аксиально симметричной мишени (ДАМ) с подложками из ниобия. В новой модели поперечное сечение пучка, а также сами мишени и их подложки были условно разбиты на 6 кольцевых зон, как показано на рис.1а, b для СПМ и ДАМ, соответственно. Границы между зонами удалены друг от друга в радиальном направлении на 1 мм. Как видно из рисунка, в результате перехода к модели с шести-зонной структурой вместо двух тел с постоянным энерговыделением – мишени и подложки, образовалось 12 таких тел. В остальном мы придерживаемся положений, принятых для исходной модели [9, 10], которую в новой терминологии можно также считать ступенчатой, но только одно-зонной.

Подчеркнём, что разбиение мишени и подложки на зоны является виртуальной процедурой, введенной только для организации вычислений. В расчётах предполагалось, что в пределах одной зоны плотности облучающих токов протонов, а, следовательно, и удельные объёмные энерговыделения в новообразованных доменах постоянны, но их численные значения распределены между зонами так, чтобы получилось ступенчатое распределение по возможности точно ап-



Рис.1. Сечение (а) СПМ и (b) ДАМ плоскостью симметрии. Мишень расположена в центральной выемке над подложкой. Показано расположение зон облучения. Пучок протонов падает на мишень сверху перпендикулярно к её поверхности и имеет такую же зонную структуру. Цифрами обозначены номера зон, численно совпадающие с их наружными радиусами, выраженными в миллиметрах. Начало координат оси Z совпадает с центром первой зоны. Мишень и подложка целиком расположены между отметками –6 и +6 мм. Физически каждая зона состоит из двух расположенных друг над другом доменов.

проксимирующее одно из гладких Гауссовых распределений. Для получения результатов, сопоставимых с опубликованными ранее, суммарный ток через мишень по всем шести зонам нормировался на значение 10 мкА, а суммарное энерговыделение во всех 12 доменах – на 180 Вт, что соответствует параметрам предыдущих моделей с однородным распределением плотности тока [9, 10]. При нормировке соотношение между плотностями тока в зонах не нарушалось. Расчёты были проведены для трёх вариантов ступенчатых распределений, имитирующих Гауссовы распределения со «слабым» (+18%), «средним» (+46%) и «сильным» (+100%) превышением плотности тока в центрах мишеней относительно однородного распределения, что достигалось при следующих значениях среднеквадратичных отклонений *Sigma*: 4.70, 3.89 и 3.14 мм, соответственно.

Дискретность и условие нормировки всех распределений плотности тока на одно и то же значение полного тока через мишень привели к интересной особенности: графики всех рассмотренных распределений плотности тока, включая однородное, частично пересекались и совпадали в области ±4 мм на оси Z.

На рис. 2 представлены графики вычисленных значений температуры поверхности СПМ с однородным и тремя указанными Гауссовыми распределениями плотности тока. На аналогичных графиках температуры для ДАМ (рис. 3) имеется модуляция, обусловленная рельефом мишени и подложки [9, 10], не связанная со ступенчатой структурой облучающего тока.

Влияние ступенек в распределениях плотности тока в исходных данных на вычисленную температуру СПМ (рис.2) проявилось в виде незначительных по амплитуде и протяжённости возмущений температуры, расположенных на графиках в окрестностях переходов между соседними зонами, т.е. при целочисленных значениях Z. Такие возмущения наиболее заметны на кривых, соответствующих минимальному значению Sigma = 3.14 мм, в то время как на остальных графиках они едва заметны и, из-за своей малой амплитуды, не сказываются на общем характере полученных зависимостей.



Рис.2. Графики распределения температуры по поверхности СПМ с однородным (1) и тремя Гауссовыми распределениями плотности тока с последовательно уменьшающимися значениями *Sigma*: 4.70 (2), 3.89 (3) и 3.14 мм (4). Точками отображены данные, сгенерированные программой ANSYS, линиями – их кусочно-линейная аппроксимация без какой-либо дополнительной математической обработки. Как и на рис. 1, границы зон расположены на целочисленных отметках от  $\pm 1$  до  $\pm 6$ .



Рис.3. Распределение температуры по поверхности ДАМ с однородным (1) и тремя Гауссовыми распределениями плотности тока с последовательно уменьшающимися значениями Sigma: 4.70 (2), 3.89 (3) и 3.14 мм (4). Графики представляют собой кусочно-линейную аппроксимацию вычисленных в программе ANSYS и сглаженных в программе Origin значений. В результате сглаживания видимые изменения на графиках произошли только в окрестностях локальных экстремумов – были скруглены мелкомасштабные остроугольные изломы на кривых, модуляция кривых осталась без видимых изменений.

Возмущения температуры СПМ вблизи границ зон можно также обнаружить и на графике для шести-зонного, но однородного распределения плотности тока. В этом случае возмущения являются артефактами дискретной по своей природе вычислительной процедуры, для которой виртуальные границы между зонами являются реальными, поскольку в вычислительной схеме разные зоны представ-

лены разными доменами. Мы рассматриваем малость возмущений при однородном распределении плотности тока, как подтверждение корректности предложенной схемы вычислений. Это связано с тем, что шести-зонная модель с однородным распределением плотности тока по сути совпадает с исходной «одно-зонной» моделью на всём диапазоне значений Z, за исключением границ зон. Основываясь на вышеупомянутых результатах для СПМ, мы распространили заключение о малости возмущений в вычисленных значениях температуры и на аналогичные результаты для ДАМ.

В приведенном на рис.2 примере для СПМ возмущенные участки графиков температуры настолько малы по величине и протяжённости, что могут быть скорректированы путём замены всего нескольких вычисленных значений на интерполированные данные из соседних невозмущённых фрагментов кривых. Для иллюстрации такой возможности на рис. 2 процедура интерполяции проведена «вручную» для графика с *Sigma* = 3.14 на границе между первой и второй зонами (вокруг точек  $Z = \pm 1$ ). Для этого значения температуры были заменены на интерполированные всего в двух точках  $Z = \pm 1$ .

Исходные графики с результатами вычислений в случае необходимости можно автоматически очистить от описанных выше возмущений с помощью подходящих стандартных процедур сглаживания данных. В качестве примера на рис.3 приведены графики температурных распределений для ДАМ, сглаженные процедурой Loess в программе Origin [17]. В результате сглаживания большинство данных претерпело незначительные изменения в пределах  $\pm 1\%$ , что отразилось только на соответствующих числах, но было совершенно незаметно на графиках. Заметные изменения формы кривых, выраженные в сглаживании острых изломов, произошли только вблизи целых и полуцелых значений Z. При этом крупномасштабная модуляция кривых по оси Z, обусловленная рельефом поверхности мишени, осталась неизменной. Именно такой характер сглаживания стал главным критерием при выборе указанной процедуры. Наибольшие изменения данных при сглаживании наблюдались в окрестности остроугольных минимумов при полуцелых значениях Z, но и здесь они не превысили 5%. В последнем случае изломы на кривых не были связаны с границами зон, а были объективным отражением рельефа ДАМ. Действительно, на полуцелых значениях Z расположены долины рельефа – самые глубокие остроугольные участки гофров, заметные на рис. 1b в центрах зон.

Математический анализ приведенных на рис.2 графиков температурных распределений в программе Origin показал, что в СПМ они представляют собой сумму двух вкладов: постоянного (не зависящего от координаты), и переменного (Гауссова). Сразу же отметим, что в данном контексте речь идет о новом «температурном» Гауссовом распределении, а не о том, которое обсуждалось выше при аппроксимации ступенчатых распределений плотности тока. Такая аппроксимация вычисленных программой ANSYS данных (фитинг) оказалась настолько эффективной, что мы не стали приводить сравнительные графики ввиду их визуальной неотличимости от рис. 2 во всём диапазоне значений Z, кроме окрестностей целочисленных значений, где фитинг-кривые остались идеально гладкими в отличие от оригинальных с возмущениями. Чтобы избежать путаницы, для параметра *Sigma*, относящегося к Гауссовому распределению температуры, в табл. 1 введено обозначение *Sigma-T*. Описанный вариант обработки может являться альтернативой сглаживания, но только для случая СПМ, когда физический смысл имеют гладкие в целом кривые.

Параметр Sigma в Гауссовом распределении для плотности тока, мм	Постоянный вклад в распределение температуры, °С		Координаты центра Гауссова распределения температуры, мм		Параметр <i>Sigma-T</i> Гауссова распределения температуры, мм	
Значение	Значение	Стандарт- ная ошибка	Значение	Стандарт- ная ошибка	Значение	Стандарт- ная ошибка
Uniform	36.99	0.18	-0.18	0.01	2.81	0.04
4.7	34.78	0.18	-0.10	0.01	2.84	0.03
3.89	32.24	0.20	-0.07	0.01	2.74	0.02
3.14	29.03	0.23	-0.05	0.01	2.58	0.02

Табл.1. Параметры Гуссова распределения температуры для СПМ

Подобную математическую обработку температурных зависимостей для ДАМ с целью выделения возможного Гауссова вклада мы не проводили, поскольку такая процедура привела бы к необоснованному сглаживанию характерной для этих данных модуляции, вызванной рельефом мишени.

Приведенное выше рассмотрение показывает, что в тепловых расчётах использование модельного ступенчатого распределения плотности тока вместо гладкого распределения Гаусса [6, 12–14] обосновано. Кроме того, оно должно быть пригодно и для «негауссовых» вариантов неоднородных распределений с сопоставимыми по величине скачками значений между ступенями, поскольку в описанном выше подходе не использовались специфические свойства самого распределения Гаусса. Ступенчатый характер входных данных отражается на результатах вычислений термодинамических величин в программе ANSYS в виде незначительных по амплитуде и протяжённости возмущений в окрестностях переходов между соседними зонами. При необходимости их можно устранить стандартной процедурой Loess сглаживания данных в программе Origin.

### 3. Обсуждение полученных результатов

Фактические данные по распределениям температуры на поверхности мишеней приведены в предыдущем разделе на рис.2 и рис.3. Эти рисунки показывают изменение температурных полей мишеней при переходе от однородного распределения плотности тока ко всё более выраженному распределению Гаусса с последовательно уменьшающимися значениями *Sigma*. В обоих видах мишеней эти процессы во многом схожи, несмотря на визуальные различия, вызванные сильной исходной модуляцией графиков для ДАМ, из-за их гофрированного рельефа. Действительно, в зонах с первой по четвёртую происходит примерно одинаковый рост температуры обеих мишеней по мере уменьшения параметра Sigma. В центре мишеней прирост температуры максимален: при переходе от однородного распределения к распределению Гаусса с минимальным значением Sigma он составляет примерно 23°С как для СПМ, так и для ДАМ. На границе четвёртой и пятой зон при  $Z \cong \pm 4$  мм все графики пересекаются в одной точке. Точки пересечения графиков для СПМ и ДАМ совпадают по оси Z, но по оси температур точка пересечения для ДАМ лежит примерно на 4°С ниже. Более того, все графики для ДАМ (рис.3) в среднем на столько же ниже соответствующих графиков для СПМ (рис.2) по всему диапазону Z. В пятой и шестой зонах порядок температурных распределений меняется на обратный: самые высокие температуры наблюдаются при однородном распределении, а самые низкие – при Гауссовом с минимальным значением параметра Sigma = 3.14 мм. На границе шестой зоны максимальная разница в температуре между распределениями существенно меньше, чем в центре, и равна примерно 5°С. Все распределения температур в целом слегка асимметричны. Это заметно и в центре, и на краях при  $Z = \pm 6$  мм. При Z = +6 мм графики расположены примерно на 1°C ниже. Асимметрия проявила себя и в данных, представленных в табл.1 в колонке «Координаты центра...». Действительно, смещение центра распределения в сторону отрицательных значений означает, что до точки Z = +6 мм расстояние больше, чем до точки Z = -6 мм и на более удалённом конце график симметричного по своей сути распределения Гаусса опускается несколько ниже. Асимметрия обусловлена охлаждающим действием потока гелия, направленным вдоль оси Z. С этим потоком связана ещё одна особенность всех температурных зависимостей в ДАМ: максимумы температуры на всех кривых соответствуют вершинам рельефа мишени, а минимумы – долинам. Это необычно, поскольку фрагменты нагретых тел, выступающие в поток, обычно охлаждаются лучше остальных, поэтому их температура должна быть ниже. Данная аномалия не обусловлена неоднородностью распределения плотности тока и наблюдалась нами ранее на «одно-зонных» вариантах ЛНМ [9, 10]. Причина её появления в том, что мишень в тепловом смысле не является изолированным телом, контактирующим только с потоком гелия, она обменивается теплом ещё и с подложкой, а через неё и с водой. В долинах рельефа мишени усиливается передача тепла от мишени в воду через подложку, что локально снижает их температуру. В области хребтов происходит обратный процесс: здесь мишень получает дополнительное тепло от подложки, из-за чего тепловой поток от хребтов в гелий увеличивается настолько, что приводит к росту их температуры [9, 10].

Приведенные выше результаты показывают, что при переходе от однородного распределения плотности облучающего тока к распределению Гаусса температурные режимы СПМ и ДАМ изменяются схожим образом. Мы расцениваем это как доказательство того, что и при использовании ДАМ вместо стандартных плоских мишеней не возникает дополнительных рисков перегрева. Гофрированный рельеф ДАМ не приводит к нежелательному взаимодействию с неоднородностью распределения облучающего тока.

Остаётся актуальным вопрос о справедливости заключения, сделанного в работах [9, 10] о возможности увеличения предельно допустимого тока облучения мишеней даже при неоднородном распределении плотности тока. В мишенях с однородным распределением тока этот вывод был основан на том, что максимальный тепловой поток в охлаждающую воду от ЛНМ, как правило, ниже, чем от СПМ. При этом предполагалось, что критический тепловой поток [18] от подложки в воду одинаков для обоих типов мишеней, так как система охлаждения у них идентична.

На рис. 4a,b приведены примеры сгенерированных программой ANSYS контуров распределений тепловых потоков в воду от подложек в ДАМ для однородного и Гауссова, соответственно, распределений плотности тока. Для рисунка выбрано распределение Гаусса со значением *Sigma* = 3.14 мм, то есть с наибольшим исследованным отклонением от однородности. Обращает на себя внимание плавность переходов между гофрами-зонами, несмотря на ступенчатый характер распределения плотности облучающего тока, а, следовательно, и энерговыделения в этих зонах.

Это является ещё одним подтверждением допустимости ступенчатой аппроксимации входных данных в программу ANSYS. Подобным образом ведут себя контуры и для остальных значений *Sigma*, а также для СПМ, где аналогичная картина выглядит даже проще из-за отсутствия рельефа на подложке. При однородном распределении плотности тока поток тепла в воду имеет максимум в пятой зоне, причём идёт он с обращённого к центру склона соответствующего гофра (рис. 4а). При переходе к распределениям Гаусса с разными значениями *Sigma* максимум тепловыделения постепенно смещается к центру подложки по мере уменьшения *Sigma*. На рис. 4b показано конечное состояние при *Sigma* = 3.14 мм: здесь максимум тепловыделения дошёл до первой зоны, причём плавность спада тепловыделения от центра к периферии сохраняется на всей поверхности подложки.

Количественные характеристики рассмотренных этапов перехода от однородного распределения плотности тока к распределению Гаусса представлены в табл.2, где приведены максимальные значения тепловых потоков из подложки в воду для всех рассмотренных вариантов распределения плотности тока.

Коэффициент k в последней строке таблицы представляет собой отношение чисел, приведённых в предыдущих строках. Численное значение коэффициента k получено для расчётного тока через мишень 10 мкА, однако оно остается неиз-



Рис.4. Контуры распределений тепловых потоков в воду от подложек в ДАМ для (а) однородного и (b) Гауссова распределений плотности тока со значением Sigma = 3.14 мм.

Тип мишени, еди-	Вид распределения плотности тока / параметр Sigma						
ница измерения	Однородное	Гауссово/4.70	Гауссово/3.89	Гауссово/3.14			
СПМ, МВт / м <sup>2</sup>	1.80	1.80	2.02	2.57			
ДАМ, МВт / м <sup>2</sup>	1.25	1.24	1.57	2.04			
<i>k</i> = [СПМ] / [ДАМ]	1.45	1.44	1.29	1.26			

Табл.2. Максимальные значения теплового потока из подложки мишени в воду

менным и для других значений тока, поскольку в модели отсутствуют нелинейные элементы. Этот тезис подтверждён также прямыми вычислениями. Численные данные из таблицы можно обобщить следующим образом: одно и то же значение теплового потока в ДАМ достигается при токах в k раз больших, чем соответствующие токи в СПМ. Мы полагаем, что это заключение верно и для предельных критических значений тепловых потоков в воду, которые в рассматриваемой модели предполагаются одинаковыми для обоих типов мишеней. Таким образом, коэффициент k показывает во сколько раз предельный ток для ДАМ будет больше предельного тока для СПМ при достижении критического теплового потока в воду. По существу, коэффициент k является количественным показателем эффективности ДАМ по сравнению с СПМ при различных вариантах распределения облучающего тока по поверхности мишени с ниобиевой подложкой. Численные данные в таблице демонстрируют тенденцию к снижению эффективности ДАМ по мере удаления от однородного распределения. Отмеченное снижение эффективности, на наш взгляд, не критично с практической точки зрения. Следовательно, при неоднородном Гауссовом распределении облучающего тока основные преимущества ДАМ, отмеченные в работах [9, 10], сохраняются.

## 4. Заключение

В работе представлена многозонная модель двух видов мишеней: стандартной плоской (СПМ) и гофрированной двойной аксиально-симметричной (ДАМ). На примере тепловых расчётов в программе ANSYS обоснована допустимость шести-зонной модели со ступенчатой аппроксимацией входных данных для плотности тока, то есть внутреннего объёмного энерговыделения. Анализ полученных температурных зависимостей для плоского варианта ЛНМ показал, что они представляют собой сумму двух вкладов: постоянного (не зависящего от координаты) и переменного (Гауссова).

Проведено сравнительное исследование влияния однородного и неоднородных Гауссовых распределений плотности облучающего тока на температуру мишеней.

Показано, что при переходе от однородного распределения плотности облучающего тока к Гауссовому температурные режимы обоих типов мишеней, СПМ и ДАМ, изменяются подобным образом, исключая тем самым возникновение дополнительных рисков из-за перегрева ДАМ вследствие взаимовлияния гофрированного рельефа такой мишени и неоднородности в распределении облучающего тока. Установлено, что максимальный выигрыш в критических значениях тепловых потоков в воду при переходе к ЛНМ достигается при однородном распределении плотности тока, что позволяет увеличить предельно допустимый ток облучения в 1.45 раза. При Гауссовых распределениях плотности тока выигрыш монотонно уменьшается по мере снижения параметра *Sigma*, вплоть до его минимального рассмотренного значения 3.14 мм. Однако даже в этом случае выигрыш остаётся на приемлемом уровне, составляя 1.29 раза.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по высшему образованию и науке МОНКС РА в рамках научного проекта 24LCG-2G028 и проекта Международного Агентства по Атомной Энергии IAEA Coordinated Research Project F22073 "Production of cyclotron-based Gallium-68 radioisotope and related radiopharmaceuticals" – "Development of Gallium-68 Radioisotope at AANL (YerPhI) under C18 Proton Beam of Armenian Cyclotron".

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. https://www.elexcomm.com/products
- 2. https://advancedcyclotron.com/targetry/
- 3. S.C. Mun, G.C. Kang, C.M. Kang, J.Y. Kim, K.C. Lee, S. Y. Oh. Nuclear Engineering and Technology, 56, 3268, (2024).
- N. Zhuang, K. Qin, L. Meng, H. Zhao, X. Tang. Applied Thermal Engineering, 265, 125587, (2025).
- P. Selvaraj, K. Natesan, K. Velusamy, T. Sundararajan. Heat Transfer Engineering, 40, 193, (2019).
- R.A. Pavan, W.Z. Gelbart, S.K. Zeisle. J. Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 257, 203, (2003).
- Nirta Solid Compact Model TS06. Operating Manual, ELEX COMMERCE, Belgrade, Serbia (2010).
- R. Dallakyan, N. Dobrovolski, A. Melkonyan, I. Sinenko, A. Manukyan, A. Grigoryan. 18th Workshop on Targetry and Target Chemistry, Abstracts, Whistler, BC, Canada, 54 (2022).
- 9. А. Аветисян, Р. Даллакян, Н. Добровольский, А. Григорян, А. Манукян, А. Мелконян, И. Синенко. Известия НАН Армении, Физика, **59**, 3 (2024).
- Р. Даллакян, Н. Добровольский, А. Григорян, А. Манукян, И. Синенко. Известия НАН Армении, Физика, 59, 131 (2024).
- 11. https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-cfx
- 12. G. Sciacca, J. Esposito. Modelling of Cyclotron Solid Targets Thermal Behavior During Irradiation, LNL Annual Report, 90 (2021).
- 13. F.M. Nortier, N.R. Stevenson, W.Z. Gelbart. NIM Section A, 355, 236 (1995).
- 14. Г.С. Арутюнян, Известия НАН Армении, Физика, 51, 139 (2016).
- M.A. Aginian, A.P. Aprahamian, S.G. Arutunian, et al., J. Contemp. Phys., 56, 297 (2021).
- 16. С.Г. Арутюнян, А.П. Апраамян, А.В. Маргарян, Л.М. Лазарев, А.А. Манукян, Г.В. Мирзоян, Э.Г. Лазарева, Р.С. Геворгян, М. Chung. Известия НАН Армении, Физика, 59, 439 (2024).
- 17. https://www.originlab.com/index.aspx?go=Products/Origin
- 18. Y.A. Cengel. Heat Transfer a Practical Approach. New York: McGraw Hill, 1997.

# ANALYSIS OF THERMAL CHARACTERISTICS OF LOCALLY INCLINED TARGETS UNDER IRRADIATION BY PROTON BEAMS WITH A GAUSSIAN CURRENT DISTRIBUTION

# R. DALLAKYAN, N. DOBROVOLSKI, A. GRIGORYAN, A. MANUKYAN, I. SINENKO, D. ARSHAKYAN

The applicability of the stepwise approximation of the Gaussian current density distribution is justified for calculating the thermal properties of flat and locally inclined targets (LIT) in the ANSYS program. Within the framework of a six-zone model, numerical simulation of the temperature of flat and axially symmetric LIT was carried out for uniform and several variations of Gaussian distributions of the irradiating current density. The analysis of the obtained temperature dependencies for the flat target variant showed that they represent the sum of two contributions — a constant one, independent of the coordinate, and a variable, Gaussian one. It has been shown that transitioning from a uniform current density distribution to a Gaussian one results in similar changes in the temperature regimes of both targets. This prevents additional risks of LIT overheating due to the combined influence of the target's corrugated surface and the inhomogeneity of the irradiating current in its Gaussian distribution. A comparative analysis of heat fluxes from the target holder into the water was carried out for various Gaussian distributions of the irradiating current density. It has been shown that the maximum gain in critical heat flux values into the water when choosing LIT is achieved in case of uniform current density distribution through the target, where the efficiency coefficient, i.e., the ratio of the maximum allowed currents, is 1.45. For Gaussian current density distributions, the gain monotonically decreases when the standard deviation parameter Sigma decreases but remains practically acceptable, with an efficiency coefficient of 1.29, down to the minimum considered value of Sigma = 3.14 mm.