

04,13

Уточнение модели радиационного нагрева при облучении электронным пучком средних энергий

© В.А. Кравец, Л.А. Бакалейников, Е.В. Дементьева, Г.А. Гусев, М.В. Заморянская

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: vladislav2033@yandex.ru

Поступила в Редакцию 24 марта 2026 г.

В окончательной редакции 15 июня 2026 г.

Принята к публикации 15 июня 2026 г.

Проанализированы причины, по которым расчетная температура радиационного нагрева мишени при облучении сфокусированным электронным пучком средних энергий может оказаться заниженной, и предложен метод коррекции расчета максимальной температуры. В рамках разработанной ранее модели расчета максимальной температуры предлагается способ определения размеров области генерации тепла. Эти параметры находятся из геометрических размеров области взаимодействия электронного пучка с веществом при помощи поправки, которая зависит только от атомного номера мишени. Необходимость коррекции размеров области взаимодействия пучка с веществом для получения размеров области генерации тепла подтверждается результатами моделирования по методу Монте-Карло, выполненного с помощью программного пакета Casino 2.4.8.1.

Ключевые слова: тепловые свойства, атомный номер мишени, взаимодействие электронного пучка с твердым телом.

DOI: 10.61011/FTT.2026.06.63568.9296

1. Введение

Исследование процессов, возникающих в твердых телах при облучении электронным пучком средних энергий (1–50 keV), представляет значительный фундаментальный и прикладной интерес. Данный диапазон энергий широко используется в электронной микроскопии, катодолуминесцентных и рентгеноспектральных методах анализа для изучения состава, структуры и сцинтилляционных свойств материалов [1,2]. Хотя электроны таких энергий, как правило, не вызывают радиационных дефектов в неорганических веществах из-за малого импульса, их воздействие приводит к динамическим процессам, способным вызывать как обратимые, так и необратимые изменения в материале-мишени. К числу ключевых эффектов относится локальный радиационный нагрев, который может провоцировать диффузионные процессы, изменение химического состава, дефектообразование, размягчение материала и другие структурно-фазовые преобразования.

Несмотря на существующие аналитические модели оценки локального нагрева при непрерывном облучении, экспериментальная верификация этих расчетов остается сложной задачей [3–5]. Это обусловлено крайне малыми размерами области нагрева, неоднородным распределением температуры и ограниченной глубиной проникновения электронов, что затрудняет прямое измерение температурных полей. Поэтому актуальной проблемой прикладной микротермометрии является разработка методов определения локального нагрева материалов под действием электронного пучка, что необходимо

для точного прогнозирования и контроля радиационно-индуцированных изменений в твердотельных системах.

В связи с этим неоднократно предпринимались попытки создания упрощенной полуэмпирической аналитической формулы для оценки максимального нагрева мишени сфокусированным электронным пучком [6–8]. Для численной оценки максимальной температуры необходимо знать параметры электронного пучка (радиус на поверхности мишени, поглощенный ток, ускоряющее напряжение) и свойства самого облучаемого материала-мишени (плотность, атомное число, теплопроводность). Согласно оценкам авторов, расчетные значения максимальных температур по формулам, предложенным в этих работах, оказываются существенно ниже температуры нагрева.

Целью настоящей работы является анализ причин возможного занижения значения температуры нагрева при расчетах по простым аналитическим моделям и коррекции формулы для расчета максимальной температуры. Мы сосредоточим наше внимание на коррекции модели, предложенной в работе [8], позволяющей оценивать температуру нагрева мишени под действием сфокусированного электронного пучка.

2. Используемая модель

Для оценки распределения температуры в образце, облучаемом нормальным к поверхности электронным пучком, в работе [8] была предложена простая модель, в которой область генерации тепла аппроксимировалась

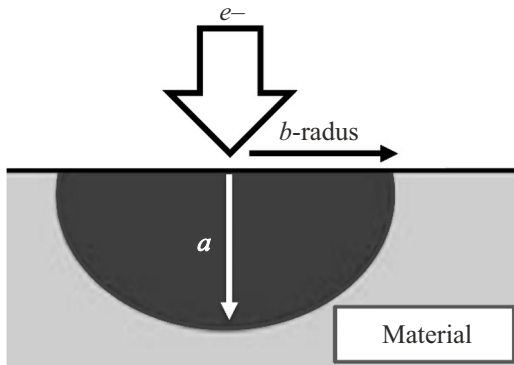


Рис. 1. Область взаимодействия электронного пучка с объёмным образцом и полуэллипсоид с размерами полуосей a и b , аппроксимирующий область генерации тепла.

полуэллипсоидом с размерами полуосей a (в направлении падения пучка) и b (в перпендикулярном направлении), внутри которого плотность энергии источника тепла q_0 считалась постоянной (рис. 1). Температурное поле при этом описывается уравнением

$$\Delta T = -q_0/k, \quad (1)$$

где Δ — оператор Лапласа, q_0 — плотность энергии источника тепла, k — коэффициент теплопроводности.

В работе [8] получены формулы для расчета максимальной температуры нагрева мишени как для случая, когда $a > b$, так и для $a < b$. В настоящей статье мы рассмотрим ситуацию нагрева мишени сфокусированным пучком. При этом, как будет показано ниже, для полуосей справедливо неравенство $a > b$. Для сфокусированного пучка формула для расчета максимальной температуры нагрева мишени имеет вид

$$T_{\max}(a, b) = \frac{q_0(a, b)}{4k} \frac{ab^2}{\sqrt{a^2 - b^2}} \ln \frac{a + \sqrt{a^2 - b^2}}{a - \sqrt{a^2 - b^2}}, \quad a > b. \quad (2)$$

Ясно, что плотность энергии источника тепла q_0 в (1) будет равна всей потерянной электронами и поглощенной мишенью энергии за единицу времени, деленной на объем полуэллипсоида:

$$q_0(a, b) = \frac{IE_0}{V} = \frac{3 \cdot IE_0}{2\pi ab^2}. \quad (3)$$

Здесь I — ток электронного пучка, проходящий через мишень, E_0 — энергия электронного пучка, V — объем полуэллипсоида с полуосями a и b .

Основная сложность в использовании этой модели — выбор размеров полуосей эллипсоида.

3. Определение геометрических размеров области тепловыделения

Проведён анализ возможных ошибок, возникающих при моделировании источника тепла. В числе таковых

рассмотрены некорректное определение глубины проникновения электронов, а также использование усреднённой плотности потерь энергии вместо приближения к её пиковым значениям. На основе проведённого анализа сделан вывод, что наиболее существенной ошибкой является неверное задание продольного и поперечного размеров области тепловыделения (полуосей a и b). Если за величины a и b принимают размеры области взаимодействия электронного пучка с образцом, то это приводит к значительным погрешностям в определении температуры. Действительно, формула для максимальной температуры (2) получена в предположении о равномерном распределении плотности тепловыделения. Однако это распределение сильно неравномерно. Это иллюстрирует рис. 2, на котором показаны изолинии плотности потери энергии электронами в мишени, полученные при моделировании взаимодействия пучка электронов с веществом.

Если в качестве размеров области генерации тепла выбирать размеры области взаимодействия, то неоднородность тепловыделения никоим образом не учитывается.

Проанализируем геометрические размеры области взаимодействия для сфокусированного пучка. Полный пробег электронов, согласно Бете, есть

$$s = \frac{E^2}{2N\pi Ze^4 \ln\left(\frac{E}{J} \frac{e}{2}\right)}, \quad (5)$$

где E — энергия первичного электронного пучка; N — концентрация атомов мишени; Z — атомный номер мишени; J — средний потенциал ионизации мишени. Максимальная глубина проникновения R , как отмечено в [9], приблизительно в 1.5 раза меньше:

$$R = \frac{s}{1.5}. \quad (6)$$

Поперечный размер области взаимодействия для сфокусированного пучка можно оценить по простейшей модели — модели Арчарда [10]. Модель предполагает, что электроны движутся вглубь образца по нормали

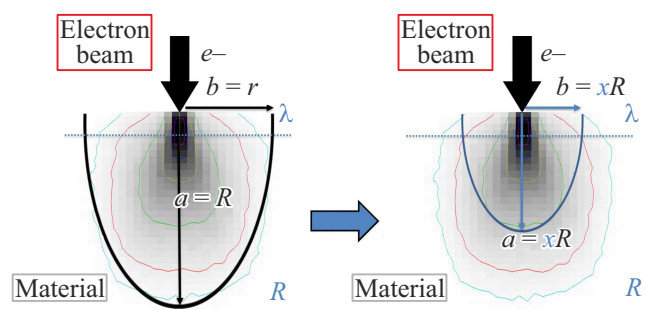


Рис. 2. Геометрические параметры источника тепла (a, b) и распределение потерянной энергии электронами в мишени, полученное в программном пакете Casino 2.4.8.1 [9].

к поверхности до достижения глубины изотропизации λ , после чего распространяются по всем направлениям до достижения границы сферы радиуса $R - \lambda$. Таким образом, поперечный размер области взаимодействия оценивается величиной $r = R - \lambda$.

Глубина изотропизации в модели Резерфорда имеет вид

$$\lambda \approx \frac{2E^2}{N\pi Z^2 e^4 \left(\ln\left(\frac{1}{\beta^2}\right) - 1 \right)}, \quad (7)$$

где E — энергия первичного электронного пучка; N — концентрация атомов мишени, Z — атомный номер мишени, $\beta = 0.565Z^{1/3}(e^2 m^{1/2}/\hbar(2E)^{1/2})$ — параметр экранирования (e, m — заряд и масса электрона). Как показывают оценки, отношение глубины изотропизации к полному пробегу электронов для $Z \geq 30$ и энергий в диапазоне $10 \leq E \leq 100$ keV имеет величину меньшую, чем 0.1.

Таким образом, для мишеней, состоящих из средних по массе и тяжелых элементов, продольный и поперечный размеры области взаимодействия близки по величине. В связи с этим разумно предположить, что эффективные размеры области тепловыделения могут быть получены путем пропорционального уменьшения размеров области взаимодействия. Если R, r — размеры области взаимодействия в продольном и поперечном направлениях соответственно, то мы предлагаем ввести эффективные размеры области генерации тепла $a = xR$, $b = xr$, $0 < x < 1$, пропорционально уменьшая размеры области взаимодействия (см. рис. 2). Поправка x и будет учитывать неравномерность распределения тепла по области взаимодействия. Введение поправки, естественно, меняет значение максимальной температуры. Действительно, если $T_{\max}^0 = T_{\max}(R, r)$ — оценка максимальной температуры, полученная с использованием геометрических размеров области взаимодействия, а $T_{\max}^{\text{ef}} = T_{\max}(xR, xr)$ — оценка для эффективных размеров области генерации тепла, то, как видно из (2),

$$T_{\max}^{\text{ef}} = \frac{1}{x} T_{\max}^0. \quad (8)$$

Основное тепловыделение происходит в той области, где электроны уже имеют изотропное распределение по углам, а энергия еще не потеряна полностью. В этой области распределение электронов описывается процессом диффузии. Диффузия электронов происходит на характерных длинах $\sqrt{\lambda R} = R\sqrt{\lambda/R}$. В связи с этим можно считать, что и характерная глубина области, где происходит основное тепловыделение, определяется похожим образом.

Согласно формулам (5–7), отношение λ/R содержит отношение логарифмов, зависящих от E и Z , деленное на Z . Как показывают оценки, отношение логарифмов слабо зависит как от энергии, так и от атомного номера, поэтому приближенно можно считать, что $\lambda/R \approx 1/Z$.

Тогда характерный размер области тепловыделения будет порядка $RZ^{-1/2}$, и поправку можно искать в виде

$$x = CZ^y, \quad (9)$$

где y близко к $-1/2$. Введение констант C и y позволяет более гибко описывать размеры эффективной области генерации тепла в широком диапазоне атомных номеров и требует для своего определения измерения максимальной температуры для двух образцов.

Успешное проведение такого измерения требует детальной проработки методики эксперимента и тщательного подбора материалов-мишеней (как минимум двух) с низкой теплопроводностью и наличием низкотемпературных фазовых переходов. Это является первостепенной задачей авторов в будущем.

4. Заключение

Предложен общий вид поправки, которая позволяет получить эффективные размеры области генерации тепла из размеров области взаимодействия электронного пучка с образцом и зависит только от атомного номера образца. Поправка принимает во внимание, что основное тепловыделение происходит в области диффузии. Ее введение учитывает неравномерность распределения энергии, потерянной электронным пучком в образце. Предлагаемая форма зависимости поправки от атомного номера основана на анализе геометрических размеров области взаимодействия электронного пучка с образцом.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-29-01543, <https://rscf.ru/project/25-29-01543/>.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] D.C. Bell, N. Erdman. Low Voltage Electron Microscopy: Principles and Applications. John Wiley & Sons (2012). 203 p.
- [2] Cathodoluminescence / Ed. N. Yamamoto. InTech, Rijeka (2012). 338 p.
- [3] В.Н. Королук, Ю.Г. Лаврентьев. Рентгеновский микроанализ с электронным зондом в минералогии. Наука, Л. (1980). 117 с.
- [4] A. Majumdar. Annu. Rev. Mater. Sci. **29**, 505 (1999).
- [5] H. Guo, M.I. Khan, C. Cheng, W. Fan, C. Dames, J. Wu, A.M. Minor. Nature Commun. **5**, 4986 (2014).
- [6] R. Castaing. Advances in Electronics and Electron Physics, v. 13. Acad. Press, N. Y. (1960). P. 317.

- [7] М.Н. Филиппов. Изв. РАН. Сер. физ. **57**, 8, 165 (1993).
- [8] Л.А. Бакалейников, Е.В. Галактионов, В.В. Третьяков, Э.А. Тропп. ФТТ **43**, 5, 779 (2001). [L.A. Bakaleinikov, E.V. Galaktionov, V.V. Tret'yakov, É.A. Tropp. Phys. Solid State **43**, 5, 811 (2001).]
- [9] L.V. Spencer. Phys. Rev. **98**, 6, 1597 (1955).
- [10] G.D. Archard. J. Appl. Phys. **32**, 8, 1505 (1961).

Редактор Е.В. Толстякова