

04;12

К теории импульсных фольговых болометров

© Ю.Л. Бакшаев, С.А. Данько, К.В. Чукбар

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
email: chukbar@dap.kiae.ru

(Поступило в Редакцию 10 июня 2011 г.)

Представлены формулы для простых оценок максимальных температур, достигаемых в процессе поглощения излучения в фольге. Предложен способ подбора материала для болометров, позволяющий значительно поднять временное разрешение прибора.

Введение

Известно, что нагрузки мегаамперных импульсных генераторов тока, создаваемых в рамках исследований по программам инерциального управляемого термоядерного синтеза (УТС), являются мощными источниками рентгеновского излучения (РИ). Так, на установке Z (лаборатория Сандия, США) при токе до 20 МА получена рекордная энергия 2 МДж в мягких квантах с энергией до 1 кеВ со спектром, близким к планковскому. Такой результат был достигнут на многопроволочных цилиндрических сборках из вольфрама (нагрузки типа Z-пинч). Большой практический интерес представляют сборки из более легких металлов, таких как Al, Ti, при использовании которых зарегистрировано излучение 30 кДж в K-линии алюминия (генератор „Сатурн“, ток 7 МА) и 75–125 кДж в K-линии титана при энергии квантов 4.8 кеВ и полной энергии излучения во всем диапазоне 1.2 МДж [1]. Также мощное характеристическое излучение в K-линии аргона было получено на нагрузках в виде газовой струи [2]. Большие успехи в получении энергии генерируемого излучения мегаджоульного диапазона достигнуты в области лазерного УТС на установке NIF. Поэтому измерение вложенной энергии РИ в термоядерную мишень, например, типа „хольраум“ имеет важное значение и здесь находят свое применение простые в изготовлении и устойчивые к большим потокам энергии резистивные болометры (например, [3–5]). Их задача заключается в измерении энергетических характеристик мягкого РИ с помощью тонких фольг, основанном на изменении их электрического сопротивления при нагревании. Особенности таких измерений в плазменных экспериментах на мощных генераторах тока являются: высокая мощность излучения; широкий спектральный интервал квантов, в котором их пробег может отличаться в сотни раз; короткая характерная длительность излучения, составляющая несколько наносекунд. Мощность излучения в экспериментальных условиях может изменяться от опыта к опыту в десятки раз. Таким образом, требования к болометру связаны с его временем разрешения, с устойчивостью к тепловому разрушению, с динамическим диапазоном измеряемой мощности излучения и желательной линейностью его отклика по отношению к ней в этом диапазоне при достаточной для регистрации чувствительности.

Настоящая работа посвящена общим теоретическим критериям переноса тепла в тонких фольгах, используемых, в частности, в болометрах, при учете конечной глубины начального прогрева и ограниченной толщины фольги. Предложена также уникальная возможность создания безынерционного болометра с использованием проводников с электропроводностью, близкой к линейной.

1. Расчет предельных нагрузок

Поскольку при переходе металлов в жидкое состояние резко меняются тепловые константы, предельные нагрузки ограничены для каждого материала фольги его температурой плавления. Прогнозирование достигаемых в процессе измерения температур и соответственно определение условий для нормальной работы болометра — важная задача. Подход основывается на решении уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{Q}{C_p \rho_m} g(x) f(t), \quad 0 \leq x \leq d,$$

$$\int_0^\infty g dx = 1, \quad \int_0^\infty f dt = 1, \quad (1)$$

где Q — полная доза лучистой энергии, падающая на единицу площади фольги, функции g и f характеризуют пространственный и временной профили энергосъединения в ней, связанные с поглощением этого излучения, предполагаемые в модели постоянными χ , C_p и ρ_m описывают температуропроводность, теплоемкость и массовую плотность материала фольги, а температура $T(x, t)$ отсчитывается от исходного фона: $T(x, 0) = 0$. Граничные условия невытекания тепла обеспечивают сохранение поступающей энергии внутри болометра:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0,d} = 0 \quad \rightarrow \quad \frac{d}{dt} \int_0^d T(x, t) dx = \frac{Q}{C_p \rho_m} f(t) \int_0^d g dx. \quad (2)$$

Ключевые предположения, позволяющие использовать данную модель для нагрева фольги — одномерность

транспорта тепла в ней и как раз постоянство ее плотности, теплоемкости и теплопроводности. Последнее обстоятельство ограничивает точность получаемых формул, особенно в случае плавления материала болометра. Как хорошо известно, распределение температуры в рамках данной задачи в любой момент времени дается сверткой указанных профилей с функцией Грина уравнения (1)

$$T(x, t) = \frac{Q}{C_p \rho_m} \int_0^t f(t') \left(\int_0^d g(x') G(x, x', t - t') dx' \right) dt', \quad (3)$$

представимой в виде двух бесконечных рядов

$$\begin{aligned} G(x, x', t) &= \frac{1}{2\sqrt{\pi\chi t}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ \exp \left[-\frac{(x - x' + 2dn)^2}{4\chi t} \right] \right. \\ &+ \left. \exp \left[-\frac{(x + x' + 2dn)^2}{4\chi t} \right] \right\} \\ &= \frac{1}{d} \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \cos \frac{n\pi x}{d} \cos \frac{n\pi x'}{d} \exp \left[-\left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 \chi t \right] \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

(см. [6]), первый из которых быстро сходится на малых временах $\chi t \ll d^2$, а второй соответственно — на больших.

В качестве модели удобно выбрать пространственный профиль энерговыделения в виде, характерном для поглощения монохроматического излучения, а временной — в двух вариантах равномерного и линейно нарастающего потоков излучения, но в любом случае быстро обрывающегося при конечном времени τ :

$$g = \frac{\exp(-x/\delta)}{\delta}, \quad f_1 = \frac{\theta(\tau - t)}{\tau}, \quad f_2 = \frac{2t\theta(\tau - t)}{\tau^2}, \quad (5)$$

где $\theta(t)$ — тета-функция Хевисайда. Как представляется, эти варианты позволяют интерполировать многие экспериментальные ситуации. „Более реалистичные“ временные профили, например, параболический $f(t) = 6\theta(\tau - t)t(\tau - t)/\tau^3$ или в форме равнобедренного треугольника во всех последующих формулах, различающих вид f , попадают „в вилку“ между f_1 и f_2 , причем оказываются в ней гораздо ближе к первой границе. Зато выбранные f существенно упрощают выкладки, поскольку для них максимальная температура достигается в заранее известный момент времени — в самом конце импульса при $t = \tau$ (и, конечно, в точке $x = 0$). Общая формула для $T(0, \tau) = T_{\max}$ все равно получается весьма громоздкой и для практического использования требует суммирования на компьютере (см. ниже), однако в различных предельных случаях существуют удобные аналитические экстраполяции. При их выведении следует исходить из того, что вместо изучения иерархии трех физических факторов δ , τ и d (зависимость от Q тривиальна), определяющих характер нагрева фольги, нагляднее сравнивать влияние только двух, полагая третий нулем или бесконечностью.

Первый случай соответствует пренебрежению глубиной поглощения квантов $\delta \rightarrow 0$ (реально выполнению неравенства $\delta^2 \ll \chi t$), позволяющему заменить $g(x)$ в (3) дельта-функцией Дирака $\delta_+(x)$. Очевидно, в этом приближении „короткопобежности“ излучения ответ совершенно не зависит от формы $g(x)$ и применим к нагреву фольги рентгеном с самым широким спектром. Здесь удобно воспользоваться преобразователем Лапласа по времени, переводящим свертку по t в произведение лаплас-образов f и G :

$$T_p = \frac{Q}{C_p \rho_m} \frac{f_p}{\sqrt{\chi p}} \coth \left(d \sqrt{\frac{p}{\chi}} \right) \quad (6)$$

(ср. [7,8]). Если длительность теплового импульса мала ($\chi\tau \ll d^2$), что соответствует $p \rightarrow \infty$ в (6), то можно написать, что

$$T_p(0) \approx \frac{Q}{C_p \rho_m} \frac{f_p}{\sqrt{\chi p}} \left[1 + 2 \exp \left(-2d \sqrt{\frac{p}{\chi}} \right) \right].$$

Поскольку для выбранных профилей $f_{1p} = 1/(\tau p)$, $f_{2p} = 2/(\tau p)^2$ (разумеется, эти формулы справедливы только в том случае, когда (3) используется в области $t \leq \tau$), отсюда следуют соотношения

$$T_{1\max} \approx \frac{2Q}{C_p \rho_m \sqrt{\pi\chi\tau}} \left[1 + \frac{\chi\tau}{d^2} \exp \left(-\frac{d^2}{\chi\tau} \right) \right],$$

$$T_{2\max} \approx \frac{8Q}{3C_p \rho_m \sqrt{\pi\chi\tau}} \left[1 + \frac{3}{2} \left(\frac{\chi\tau}{d^2} \right)^2 \exp \left(-\frac{d^2}{\chi\tau} \right) \right].$$

В оправдание сказанного выше можно заметить, что в этом пределе упомянутые параболический и равнобедренно-треугольный профили f дают $T_{1\max} < T_{\max} < T_{2\max}$, причем весьма близкие к левой границе. Вывод этого требует более громоздких выкладок, включающих в себя определение момента достижения этого максимума (см. [7]), но для наглядности укажем, что в главном члене асимптотики, где у прямоугольного профиля стоит 2, а у прямоугольного треугольника — 8/3, парабола дает $6\sqrt{3}/5$ (максимум достигается при $t = 3\tau/4$), а равнобедренный треугольник — $16/3\sqrt{6}$ (при $t = 2\tau/3$). Противоположный вариант $p \rightarrow 0$ ($\chi\tau \gg d^2$) соответствует приближению

$$T_p(0) \approx \frac{Q f_p}{C_p \rho_m d} \left(\frac{1}{p} + \frac{d^2}{3\chi} \right),$$

позволяющему выписать простую экстраполяционную формулу для любых временных профилей $f(t)$:

$$T_{\max} \approx \frac{Q}{C_p \rho_m d} \left[\int_0^{\tau} f(t) dt + \frac{d^2}{3\chi} f(\tau) \right].$$

Проведенный анализ позволяет сделать вывод о том, что в случае пренебрежимо малой глубины энерговыделения в фольге достигаемая максимальная температура в модели (1), (2) описывается формулой

$$T_{\max} = \frac{Q}{C_p \rho_m \sqrt{\chi\tau}} F \left(\frac{d}{\sqrt{\chi\tau}} \right), \quad (7)$$

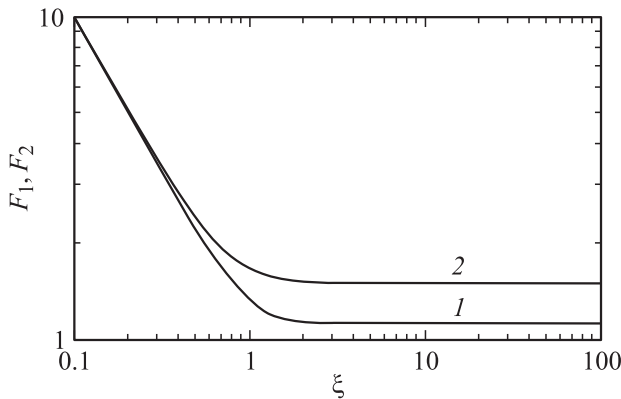


Рис. 1. Зависимость функции F от безразмерного параметра ξ для выбранных профилей 1 — F_1 , 2 — F_2 .

причем для выбранных профилей

$$F_1(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{\xi} + \frac{\xi}{3}, & \xi \ll 1 \\ \frac{2}{\sqrt{\pi}} + \frac{2 \exp(-\xi^2)}{\sqrt{\pi}\xi^2}, & \xi \gg 1 \end{cases},$$

$$F_2(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{\xi} + \frac{2\xi}{3}, & \xi \ll 1 \\ \frac{8}{3\sqrt{\pi}} + \frac{4 \exp(-\xi^2)}{\sqrt{\pi}\xi^4}, & \xi \gg 1 \end{cases}. \quad (8)$$

Для практических целей удобно представлять функцию F , сшивая графически ее асимптотики при больших и малых значениях аргумента, как это сделано на рис. 1.

Второй случай составляет пренебрежение временем энерговыделения $\tau \rightarrow 0$ или выполнение неравенства $\delta^2 \gg \chi\tau$ с заменой в (3) на дираковскую функцию $\delta_+(t)$ уже $f(t)$, при этом и здесь пропадает чувствительность уже к временной форме импульса. Поскольку такой вариант эквивалентен отсутствию перераспределения тепла в процессе поглощения лучистой энергии, то описывающая его формула тривиальна:

$$T_{\max} = \frac{Q}{C_p \rho_m} g(0) = \frac{Q}{C_p \rho_m \delta} \quad (9)$$

вне зависимости от иерархии δ и d .

Так как формулы (3) значительно упрощаются в пределе $d \rightarrow \infty$ (реально $d^2 \gg \chi\tau, \delta^2$), т.е. при теплопереносе в полубесконечной среде, когда в первом ряду (4) можно оставить только один член с $n = 0$, то последний аналитически разбираемый случай можно посвятить именно этому приближению. Здесь можно сыграть на том, что лаплас-образ этого члена

$$\left[\frac{1}{\sqrt{\pi\chi t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\chi t}\right) \right]_p = \frac{1}{\sqrt{\chi p}} \exp\left(-x \sqrt{\frac{p}{\chi}}\right)$$

очень просто сворачивается с выбранным здесь экспоненциальным профилем $g(x)$, поэтому, снова переходя к преобразованию Лапласа (3), нетрудно получить, что

$$T_p(0) = \frac{Q}{C_p \rho_m} f_p G'_p, \quad \text{где} \quad G'_p = \frac{1}{\sqrt{\chi p} (\delta \sqrt{p/\chi} + 1)}.$$

Если $\chi\tau \ll \delta^2$, что соответствует $p \rightarrow \infty$, то можно использовать приближение

$$T_p(0) \approx \frac{Q f_p}{C_p \rho_m \delta p} \left(1 - \frac{1}{\delta} \sqrt{\frac{\chi}{p}}\right),$$

а в противоположном случае ($p \rightarrow 0$) —

$$T_p(0) \approx \frac{Q f_p}{C_p \rho_m \sqrt{\chi p}} \left(1 - \delta \sqrt{\frac{p}{\chi}}\right).$$

В общем виде ответ представим формулой

$$T_{\max} = \frac{Q}{C_p \rho_m \sqrt{\chi \tau}} H\left(\frac{\delta}{\sqrt{\chi \tau}}\right), \quad (10)$$

причем аналогично написанному выше

$$H_1(\eta) = \begin{cases} \frac{2}{\sqrt{\pi}} - \eta, & \eta \ll 1 \\ \frac{1}{\eta} - \frac{4}{3\sqrt{\pi}\eta^2}, & \eta \gg 1 \end{cases},$$

$$H_2(\eta) = \begin{cases} \frac{8}{3\sqrt{\pi}} - 2\eta, & \eta \ll 1 \\ \frac{1}{\eta} - \frac{16}{15\sqrt{\pi}\eta^2}, & \eta \gg 1 \end{cases}. \quad (11)$$

Графики этих функций представлены на рис. 2. Как и должно быть, представления (7) и (10) совпадают в пределе $\xi \rightarrow \infty$ и $\eta \rightarrow 0$.

Следует заметить, что в случае конечной длины поглощения РИ промежуточная область, не поддающаяся аналитическому расчету, является на практике оценочной при конструировании болометров для регистрации излучения в области нескольких килоэлектронвольт (K -линии Al, Ag, Ti). Поэтому сшивка областей при $\eta \sim 1$ позволяет решить проблему оценок.

Как ни наглядны формулы (7)-(11), всех возможных вариантов они, конечно же, не охватывают и (3), (4) заменить не могут. Особенно удобным здесь оказывается второй ряд для функции Грина, поскольку свертка его членов с профилями из (5) вычисляется явно. То, что такое представление G исходно „предназначено“ для больших времен эволюции, не вносит заметных

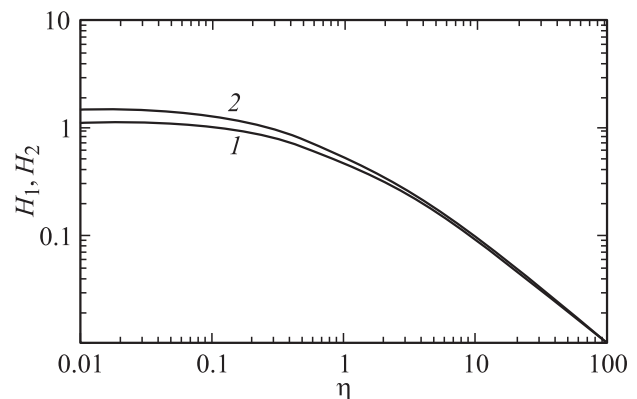


Рис. 2. Зависимость функции H от безразмерного параметра. Здесь 1 — H_1 , 2 — H_2 .

неудобств: персональный компьютер с легкостью суммирует миллионы членов. Таким образом, для планирования эксперимента вполне можно пользоваться следующим выражением для максимальных температур, достигаемых для профилей энерговыделения из (5):

$$T_{1,2\max} = \frac{Q}{C_p \rho_m d} \left[1 - \exp\left(-\frac{d}{\delta}\right) + \frac{2d^2}{\pi^2 \chi \tau} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - (-1)^n \exp(-d/\delta)}{1 + (n\pi\delta/d)^2} C_{1,2n}(\tau) \right], \quad (12)$$

где

$$C_{1n} = \frac{1 - \exp(n^2 \pi^2 \chi \tau / d^2)}{n^2},$$

$$C_{2n} = \frac{2d^2}{\pi^2 \chi \tau} \frac{n^2 \pi^2 \chi \tau / d^2 - 1 + \exp(-n^2 \pi^2 \chi \tau / d^2)}{n^4}. \quad (13)$$

Безусловно, обрывание ряда при некотором $n = N$ требует как минимум выполнения неравенства $N^2 \pi^2 \chi \tau \gg d^2$. Сходимость его достаточно хороша, хотя убывание членов носит всего лишь степенной характер. На рис. 3 для примера приведена скорость приближения (12) к точному решению в максимально „плохом“ варианте с $d \rightarrow \infty$ (см. (10), (11)) при увеличении N .

Аналоги (12) записываются достаточно просто для любых полиномиальных функций $f(t)$, единственно, что при плавном или резком спаде вспышки излучения внутри интервала $0 < t < \tau$ (для тех же параболы или равнобедренного треугольника), как уже было упомянуто, максимум температуры достигается не в его конце, и приходится сначала находить (благо явные формулы для $C_n(t)$ при $t \leq \tau$, как говорилось, немногим сложнее (13)), а уже потом вычислять значение ряда в этой точке. Возможно, удобнее все-таки исходить из того, что вариант с f_1 дает очень близкую к реальности оценку

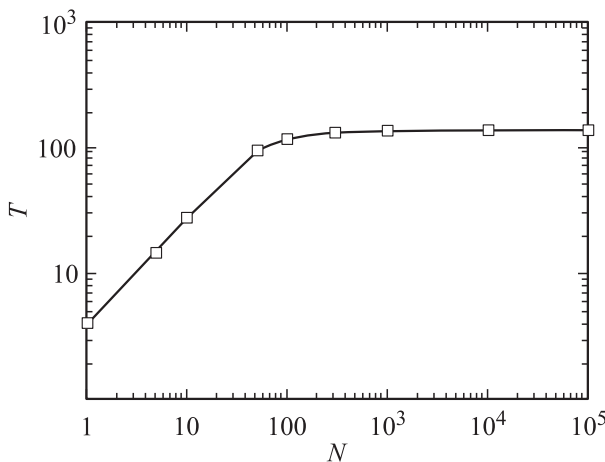


Рис. 3. Зависимость максимальной температуры T на поверхности фольги от N для конкретного случая: материал фольги — золото, падающая энергия — 10 мДж, толщина — 100 мкм, длительность прямоугольного импульса РИ — 10 нс ($\sqrt{\chi \tau} \approx 1 \mu\text{м}$), глубина поглощения квантов — 0.01 мкм.

достигаемой максимальной температуры снизу, а с f_2 — более далекую сверху.

В работе [7] приведены конструкция болометра и результаты измерения РИ при энергии квантов до 1 keV из плазмы X-пинча. Содержащиеся в ней расчеты учитывают конечную толщину фольги и позволяют оценить время установления теплового равновесия и предельные нагрузки на нее в случае $\delta \rightarrow 0$. Вместе с тем для корректного измерения более жесткого излучения в несколько килоэлектронвольт, типа излучения в K-линиях легких элементов [2], требуется учет конечности длины пробега квантов в материале фольги. Формулы (7)–(11) вместе с рис. 1 и 2 позволяют охватить большинство практически встречающихся случаев, существенно обобщая [7]. Повторим, что при расчетах предельные энергетические оценки следует ограничить твердым состоянием фольги из-за изменения тепловых констант материала фольги.

2. К вопросу о временном разрешении болометра

Стандартно в диагностике используется измерение вариаций напряжения на фольге $U(t)$ при пропускании через нее неизменного тока I [3–5,7]. Поскольку коэффициент диффузии электромагнитного поля в фольге $c^2/(4\pi\sigma)$ для применяемых материалов весьма велик (например, для алюминия он более, чем в 200 раз превышает его же коэффициент температуропроводности), эффектом скинирования можно пренебрегать и считать, что, несмотря на быстрые изменения в профиле удельного сопротивления болометра $\rho[T(x, t)]$, протекание тока происходит в режиме с однородным распределением электрического поля по толщине $E(x) = \text{const}$. В таком варианте в болометре фактически измеряется интегральная проводимость фольги, поскольку снимаемый сигнал обратно пропорционален именно ей:

$$I \propto \int_0^d \sigma E dx \propto U \int_0^d \sigma(T) dx \quad (14)$$

(неоднородно нагретые слои материала с точки зрения электротехники соединены параллельно). Зная табличную зависимость $\sigma(T)$ и вычисляя по модели (1), (2) профиль $T(x, t)$, всегда можно рассчитать предполагаемый сигнал $U(t)$. Проблема в том, что в общем случае не существует сколько-нибудь простых формул для обратной зависимости предполагаемого профиля температуры (и даже суммарного нагрева фольги) от наблюдаемого сигнала — диффузия тепла очень нетривиально „смешивает“ пространственные и временные характеристики импульса РИ $g(x)$ и $f(t)$. По этой причине обычно считается, что детали профиля $f(t)$, в том числе и его длительность τ , могут быть экспериментально различены только в пределе $\chi \tau \gg d^2$ при однородном прогреве фольги $T(t) \approx \frac{Q}{C_p \rho_m d} \int_0^t f(t') dt'$

(см. цитируемые работы). В таком случае нет нужды в решении системы (1), (2), и наблюдаемое $U(t)$ легко пересчитывается в искомое $Q \int_0^t f(t') dt'$ даже для фольг с изменяющимися в процессе нагрева теплоемкостью и массовой плотностью. Несмотря на популярность такого взгляда, авторы хотели бы здесь его оспорить и обратить внимание на существование других возможностей.

Во-первых, вариант со „сквозным“ пролетом большинства квантов $\delta \gg d$ также обеспечивает однородность прогресса по толщине вне зависимости от величины τ . Во-вторых, в режиме $\chi\tau \ll \delta^2$ профиль температуры хотя и неоднороден, но вполне предсказуем и неизменен:

$$T(x, t) \approx \frac{Q}{C_p \rho_m} g(x) \int_0^t f(t') dt'$$

(ср. (9)), так что восстановление временного хода поглощаемой дозы $Q \int_0^t f(t') dt'$ по измерениям $\int_0^d \sigma(T) dx$ представляется не слишком сложным. Так, например, при экспоненциальном профиле $g(x)$ из (5) и характерной для многих проводников линейной зависимости удельного сопротивления от температуры [9,10] $\sigma = \sigma_0 / (1 + \alpha T)$ для достаточно толстой фольги $d \gg \delta$ (т.е. как раз при резко неоднородном нагреве) можно подсчитать, что (см. (14))

$$Q \int_0^t f(t') dt' \approx C_p \rho_m \frac{\delta}{\alpha} \left\{ \exp \left[\frac{d}{\delta} \left(1 - \frac{U(0)}{U(t)} \right) \right] - 1 \right\}.$$

Но наиболее интересным нам кажется третий случай, в котором подбору подлежит зависимость $\sigma(T)$, а не $T(x, t)$. Это использование материалов с линейной зависимостью проводимости от температуры $d\sigma/dT = \text{const} < 0$, для которых всякая зависимость наблюдаемого сигнала $U(t)$ от пространственного распределения $T(x)$ отсутствует совсем. Действительно, при подстановке в (14) $\sigma = \sigma_0(1 - \beta T)$ с учетом закона сохранения (2) получается, что

$$U(t) \propto \frac{1}{\text{const} - \sigma_0 \beta Q \int_0^t f(t') dt'} \quad (15)$$

и не связано ни с χ , ни с деталями перераспределения тепла внутри фольги. Более того, как и в случае однородного прогресса фольги, здесь возможно простое обобщение на материалы с непостоянными $C_p(T)$ и $\rho_m(T)$ — замечательным свойством независимости сигнала от профиля $T(x, t)$ обладают любые вещества, проводимость и тепловая энергия которых являются одинаковыми функциями температуры, т.е. если

$$\sigma(T) - \sigma(0) = k \int_0^T C_p \rho_m dT' \quad (16)$$

с $k = \text{const}$, поскольку обсуждаемый эффект опирается на общий закон сохранения тепловой энергии в фольге (ср. с (2)). Это же обстоятельство можно представить в виде

$$\frac{d\sigma}{dT} \frac{1}{C_p \rho_m} = \text{const}. \quad (17)$$

В этом случае из (14) и (16) следует, что поглощенная в фольге доза есть

$$\begin{aligned} Q \int_0^d g(x) dx \int_0^t f(t') dt' &= \int_0^d \left(\int_0^T C_p \rho_m dT' \right) dx \\ &= \frac{\sigma(0)d}{k} \left(1 - \frac{U(0)}{U(t)} \right). \end{aligned}$$

Несмотря на то что, как сказано выше, линейная зависимость от температуры характерна скорее для удельного сопротивления металлов, нежели для их проводимости: $\rho = \rho_0(1 + \alpha T)$, поиск веществ с $d\sigma/dT = \text{const}$ или более общим свойством (17) представляется не безнадежным — тем более, что, поскольку на практике вряд ли стоит от болометра требовать высокой точности, искомая линейность вовсе не обязана выполняться строго. Наиболее просто здесь воспользоваться банальным фактом приблизительно линейного поведения любых слабо меняющихся функций. В случае малости вариаций удельного сопротивления фольги для достигаемых в процессе ее нагрева температур $\rho(T_{\max}) - \rho_0 \ll \rho_0$ „линейными“ одновременно могут быть и ρ , и σ . Здесь годятся материалы с малыми значениями α , а также увеличивающий ρ_0 предварительный нагрев фольги, легко осуществляемый с помощью исходно пропускаемого тока I . Этот нагрев, кстати, уменьшает и вариации $C_p(T)$, приближая теплоемкость к предельным значениям закона Дюлонга и Пти (очевидно, изменениями массовой плотности в данной задаче можно пренебречь). Конечно, предлагаемое для улучшения временного разрешения „линеаризирующее“ задачу уменьшение сигнала таит опасность потери чувствительности, но использование компенсационных методов измерения способно решить проблему. В качестве примера на рис. 4 и 5 приводятся подходящие варианты для общего случая, когда учет изменения $C_p(T)$ в измеряемом интервале температур требует при поиске материалов нахождения квазилинейных зависимостей проводимости уже не от температуры, а от удельной энергии, вложенной в фольгу (см. (17)). Отметим, что с точностью 20–30% такие зависимости наблюдаются, например, для золота, вольфрама, меди, железа, но здесь представлены примеры для металлов с меньшими отклонениями от линейности $\sigma(W)$. Во всех случаях требуется предварительный прогрев фольг.

Рис. 4 иллюстрирует свойства никеля при температурах 1000–1450°C, который имеет линейную зависимость электропроводности от вложенной энергии $W = \int_{T_0}^T C_p dT'$ (поскольку, как сказано выше, зависи-

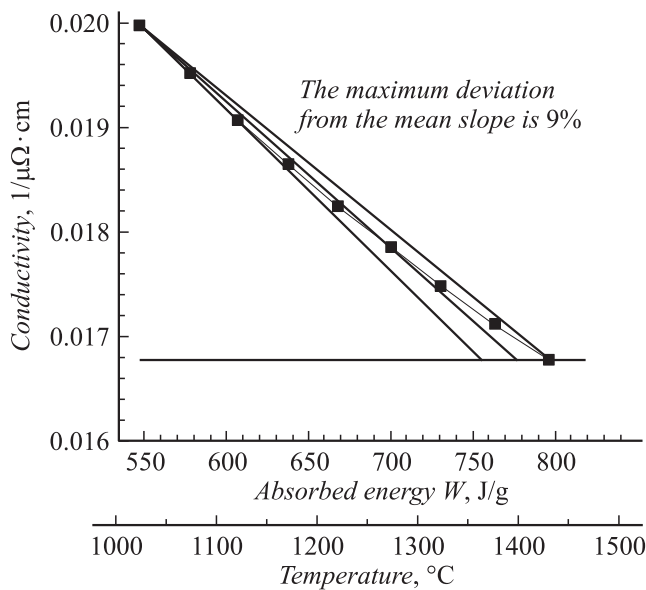


Рис. 4. Зависимость электрической проводимости от удельной вложенной энергии W для никеля (■) и аппроксимирующие прямые.

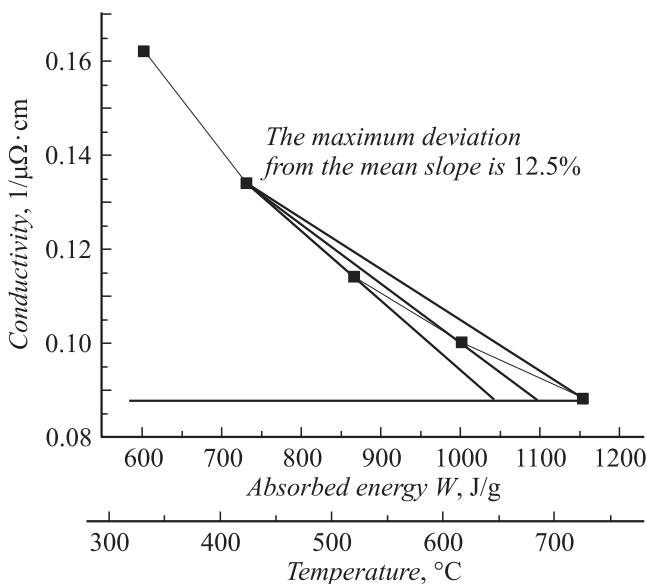


Рис. 5. Зависимость электрической проводимости σ от удельной вложенной энергии W для алюминия (■) и аппроксимирующие прямые.

мость $\rho_m(T)$ здесь крайне слаба) с погрешностью менее 9% [11,12]. Аналогичный пример с использованием [10,13] можно привести для алюминия — и здесь в интервале 400–730°C наблюдается квазилинейная зависимость проводимости от удельной вложенной энергии (рис. 5). Отклонение от линейной зависимости на этом участке составило $\sim 12\%$. В обоих случаях нижним пределом интегрирования T_0 для вычисления W был выбран 0°C (естественно, наличие/отсутствие обсуждаемого свойства от этого выбора не зависят).

Заключение

Таким образом, рассмотрены два принципиальных аспекта работы болометров. Во-первых, простые формулы (7)–(11) вместе с рис. 1 и 2 позволяют надежно подбирать материал и толщину фольги, обеспечивающие стабильную работу прибора под воздействием импульсов РИ. Более тонкая „настройка“ под условия конкретного эксперимента может быть осуществлена с помощью численного суммирования (12). Во-вторых, использование материалов с указанными в разд. 2 свойствами может позволить значительно улучшить временное разрешение обсуждаемой диагностики, что в области сильноточной импульсной электроники представляется исключительно важным. Фактически предлагается известное ограничение $\chi\tau \gg d^2$ заменить на существенно менее обременительное $\frac{c^2\tau}{4\pi\sigma} \gg d^2$, допускающее, как сказано выше, использование на порядок более толстых фольг, или в случае фиксированной толщины — на два порядка лучшее временное разрешение.

Работа поддержана грантами РФФИ № 09-02-00479-а и 11-02-00492-а, а также грантом президента РФ НШ-6536.2010.2.

Список литературы

- [1] Розанов В.Б., Иванов Е.М., Гуськов С.Ю. и др. Характерные спектры излучения лазерной и разрядной плазмы. М.: Препринт ФИАН-16, 2003.
- [2] Failor B.H., Sze H.M., Banister J.W. et al. // Phys. of Plasmas. 2007. Vol. 14. P. 022703 1–10.
- [3] Degnan J.H. // Rev. Sci. Instrum. 1979. Vol. 50. P. 1223–1226.
- [4] Spielman R.B., Deeney C., Fehl D.L. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1999. Vol. 70. P. 651–655.
- [5] Бакиаев Ю.Л., Данько С.А., Соколов Е.Е. Импульсный болометр для измерения энергии рентгеновского излучения. М.: Препринт ИАЭ-6628.7, 2010.
- [6] Полянин А.Д. Справочник по линейным уравнениям математической физики. М.: Физматлит, 2001. С. 59.
- [7] Бакиаев Ю.Л., Данько С.А., Соколов Е.Е., Чукбар К.В. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2011. Вып. 1. С. 54–62.
- [8] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. СПб.: Лань, 2003. Гл. 8. С. 228–255.
- [9] Таблицы физических величин / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. Гл. 19. С.301–320.
- [10] Физические величины / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. Гл. 9. С. 197–221. Гл. 21. С. 437–453.
- [11] Desai P.D. // International Jour. of Thermophysics. 1987. Vol. 8. N 6. P. 763–775.
- [12] Cezairliyan A., Müller A.P. // International Jour. of Thermophysics. 1983. Vol. 4. N 4. P. 389–396.
- [13] Physics Factbook / Под ред. Г. Элгрта: <http://hypertextbook.com/facts/>.