

УДК 538.97

Б. Р. Мещеров, В. И. Туманов

**ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ  
ТОНКОЙ КРЕМНИЕВОЙ МИШЕНИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ  
НА СИЛЬНОТОЧНОМ УСКОРИТЕЛЕ  
РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ**

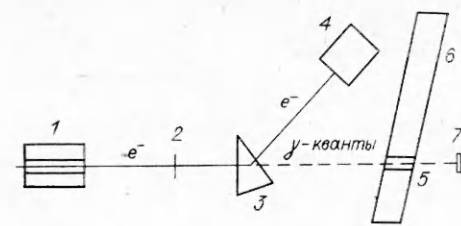
При изучении прохождения релятивистских электронов через монокристалл кремния впервые наблюдалось влияние разогрева мишени на ориентационный эффект. Оно связано с неоднородным тепловым расширением кристалла и возникновением усилий, которые возрастают с увеличением тока пучка электронов, что приводит к нарушению устойчивости плоской формы кристаллической мишени. Предложена простая модель, хорошо описывающая результаты измерений. Полученные данные позволяют наложить ограничение на величину тока в приложениях физики ориентационных явлений.

В экспериментах по изучению прохождения релятивистских электронов через монокристаллы кремния использовались пластины толщиной  $350 \div 380$  мкм, диаметром 64 мм, с протравленной химически центральной частью диаметром 56 мм. Исследовались кристаллы с толщиной протравленной области в 10 и 50 мкм. Кристаллические мишени устанавливались на гониометре (позволяющем вращать их в двух взаимно перпендикулярных плоскостях), который расположен на пучке импульсного сильноточного (средний ток достигает 200 мкА) ускорителя электронов; энергия электронов  $30 \div 50$  МэВ, разброс энергии  $\Delta E/E \sim 10\%$ .

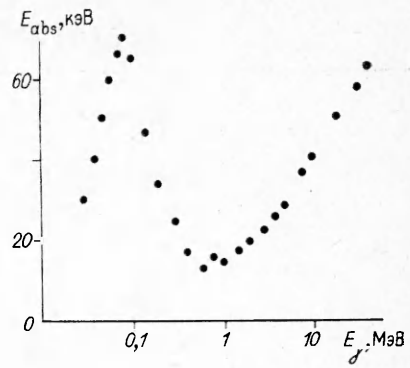
Расположение экспериментального оборудования приведено на рис. 1. Электроны проходят через отверстие диаметром 20 мм в коллиматоре 1 и попадают на кремниевую мишень 2 (площадь поперечного сечения пучка электронов на мишени составляет  $1 \div 3$  см<sup>2</sup>, обратная сторона ее покрывалась сажей), рождая в ней  $\gamma$ -кванты. Затем электронный пучок отворачивается магнитом 3 в могильник 4, с которого сделан электрический вывод, позволяющий регистрировать ток, идущий через кристалл, а  $\gamma$ -кванты, пройдя через отверстие диаметром 10 мм коллиматора 5, установленного в защитной стенке 6, попадают на детектор 7.

Детектор представляет собой тонкий ( $1,3 \div 1,4$  мм) кристалл сцинтиллятора CsJ диаметром 40 мм, излучение с которого регистрируется ФЭУ; угол коллимации фотонов, генерируемых в мишени, составляет  $\sim \gamma^{-1}$  ( $\gamma$  — релятивистский фактор). Поглощенная в сцинтилляторе CsJ энергия  $E_{\text{abs}}$  в зависимости от энергии падающего  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$  была рассчитана на ЭВМ методом Монте-Карло. Результаты расчета приведены на рис. 2. Видно, что детектор эффективно регистрирует фотоны с энергией до 100 кэВ, что соответствует характерным энергиям излучения при каналировании электронов и когерентного тормозного излучения надбарьерных электронов с  $E_e \sim 50$  МэВ, движущихся вдоль кристаллографической оси.

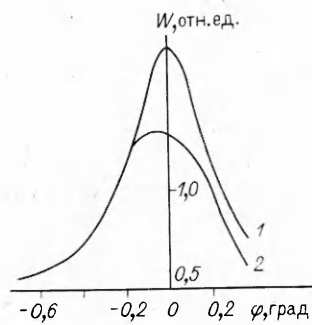
Регистрирующая аппаратура позволяет вычитать из сигнала детектора фон и нормировать его на ток, проходящий через мишень [1], а затем использовать отнормированный сигнал для ориентирования кристалла. Процесс ориентирования мишени заключается в следующем (см.,



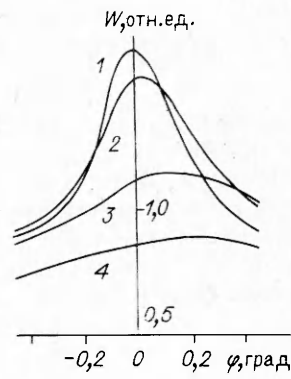
Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

например, [2]): на один из входов графопостроителя подается напряжение, пропорциональное изменению одной из угловых координат гониометра, на второй вход — нормированный сигнал с детектора; угловая координата непрерывно меняется с помощью шагового двигателя, а графопостроитель рисует ориентационную кривую, имеющую максимумы при тех значениях угловой координаты, при которых направление пучка электронов совпадает с кристаллографической плоскостью или осью. Ориентирование проводилось двумя способами. 1. Делается сканирование по одной из угловых координат таким образом, чтобы на ориентационной кривой появились максимумы от двух-трех плоскостей, затем меняется вторая угловая координата на величину, равную, например, половине расстояния между максимумами, и вновь делается сканирование по первой координате. После этого на двумерную координатную сетку наносятся точки, отвечающие всем найденным плоскостным пикам, через пары соответствующих друг другу точек проводятся прямые, пересекающиеся в точке, координаты которой отвечают положению мишени, при котором кристаллографическая ось совпадает с направлением электронного пучка (см. [2]). Наконец, после установки найденных графически значений угловых координат производится подстройка вблизи осевого максимума. 2. Применяется одна только подстройка вблизи осевого пика. Этот способ легко реализуется, поскольку кристаллодержатель предварительно юстируется так, чтобы поверхность кристалла была перпендикулярна направлению пучка электронов, при этом ось  $\langle 100 \rangle$  используемых кристаллов совпадает с нормалью к поверхности с точностью до  $0,5^\circ$ .

С помощью описанной процедуры кристалл устанавливался в максимум осевого пика ориентационной кривой. Затем мишень разориентировалась по одной из угловых координат примерно на  $0,5^\circ$  (угол Линдхарда для осевого потенциала кремния и энергии 50 МэВ составляет  $\sim 2$  мрад). После этого снимались ориентационные кривые вблизи осевого пика для различных значений среднего тока электронов, проходя-

щих через кристалл. Средний ток менялся частотой посылки импульсов ускорителя.

На рис. 3 и 4 показана зависимость интенсивности излучения  $W$  от угла разориентации  $\varphi$  между осью кристалла и направлением пучка электронов для мишеней толщиной 10 мкм (рис. 3) и 50 мкм (рис. 4). Линии 1 и 2 рис. 3 получены при токах  $i = 5$  и 10 мкА, линия 1 рис. 4 при  $i = 4$  и 8,5 мкА, а линии 2—4 рис. 4 при  $i = 16; 31; 65$  мкА. Видно, что с увеличением тока с некоторого его значения ориентационная кривая начинает уширяться, а интенсивность в максимуме уменьшается. Это связано с нагревом кристалла и его изгибом.

В самом деле, пучок электронов, проходя через мишень, оставляет в ней малую долю своей мощности за счет ионизационных потерь, при этом в мишени устанавливается аксиально-симметричное распределение температуры, что приводит к возникновению радиальных усилий из-за неоднородного расширения кристалла. При некоторой величине тока радиальные напряжения превышают критическое значение и плоская форма пластины-мишени становится неустойчивой.

Для описания устойчивости использовалась следующая модель: мишень рассматривалась как круглая тонкая пластинка толщины  $h$  (10 либо 50 мкм), радиуса  $\rho_t = 28$  мм, соответствующего протравленной области; при этом граничные условия для уравнения равновесия определяются наличием толстой (нетравленной) кольцеобразной части кристалла шириной 4 мм, что позволяет считать края пластинки заделанными [3]. Задача об устойчивости круглой пластины радиуса  $R$  с равномерно распределенной по краю силой  $p$  имеет известное решение (см., например, [4]) для величины критического усилия  $p_c = KD/R^2$ , где  $K = 14,68$  при заделанном крае,  $D$  — цилиндрическая жесткость, т. е.  $D = Eh^3/(12(1 - \mu^2))$  ( $E$  — модуль Юнга,  $\mu$  — коэффициент Пуассона). В нашем случае относительное удлинение элемента пластины, находящегося на расстоянии  $\rho$  от ее центра,  $\delta(d\rho)/d\rho = \alpha d\rho \partial T / \partial \rho$  ( $\alpha$  — линейный коэффициент теплового расширения). Соответственно приращение радиального усилия  $d\sigma_{\rho\rho} = dp/h = E\delta(d\rho)/d\rho$  или  $dp = -\alpha E h d\rho \partial T / \partial \rho$  ( $\sigma_{\rho\rho}$  — компонента тензора напряжений). Появление минуса в последнем выражении обусловлено тем, что рассматриваются усилия, направленные к центру пластины (сжимающие), которые возникают при  $\partial T / \partial \rho < 0$ . Таким образом, устойчивость пластинки определяется величиной

$$I = \int_0^{\rho_t} dp/p_c(\rho) = -\frac{\alpha E h}{KD} \int_0^{\rho_t} \rho^2 \frac{\partial T}{\partial \rho} d\rho = -\frac{12\alpha(1-\mu^2)}{K h^2} \int_0^{\rho_t} \rho^2 \frac{\partial T}{\partial \rho} d\rho.$$

Если  $I < 1$ , то плоская форма мишени устойчива.

При расчете распределения температуры использовались следующие приближения: источник тепловой энергии (область кристалла, пересечаемая электронным пучком) считался равномерно распределенным вблизи начала координат и ограниченным радиусом  $\rho_0$ ; излучающей считалась только одна сторона кристалла, покрытая сажей (измерения температуры на краю непокрытого сажей кристалла показали, что интегральная степень черноты кремния  $\varepsilon \ll 1$  в диапазоне температур  $290 < T < 370$  К). Причем поскольку интегральная степень черноты сажи  $\sim 0,95$  при  $366 < T < 533$  К [5], то интенсивность теплового излучения вычислялась как для абсолютно черного тела. Мощность, вводимая в мишень за счет взаимодействия с электронным пучком, рассчитывалась по формуле для ионизационных потерь, приведенной в [6] \*. Для расчета стационарного

\* Радиационными потерями можно пренебречь, хотя при указанной энергии электронов они и сравнимы по величине с ионизационными. Дело в том, что даже для более толстой (50-микронной) мишени поглощенная доля радиационных потерь составляет лишь 0,01 %, что существенно меньше требуемой точности вычислений.

распределения температуры (и градиента температуры) необходимо решить одномерное уравнение

$$(1) \quad \frac{\partial^2 T}{\partial \rho^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \rho} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial T} \left( \frac{\partial T}{\partial \rho} \right)^2 + \frac{\sigma}{\kappa T} (T^4 - T_0^4) - \frac{W}{\pi \rho_b^2 \kappa h}, \quad \rho < \rho_b,$$

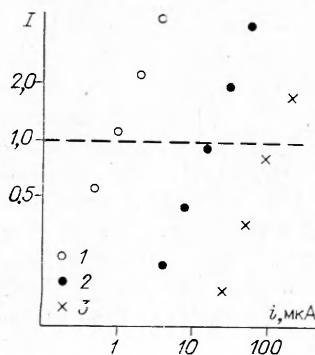
$$\frac{\partial^2 T}{\partial \rho^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial T}{\partial \rho} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial T} \left( \frac{\partial T}{\partial \rho} \right)^2 + \frac{\sigma}{\kappa T} (T^4 - T_0^4), \quad \rho_b < \rho < \rho_t$$

с граничными условиями  $\partial T / \partial \rho(0) = \partial T / \partial \rho(\rho_t) = 0$  \*, где  $\kappa = \kappa(T)$  — коэффициент теплопроводности кремния;  $W$  — мощность, оставляемая электронным пучком в кристалле \*\*;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $T_0$  — комнатная температура. Фактически же при численном решении уравнения (1) вместо условия  $\partial T / \partial \rho(\rho_t) = 0$  применялось эквивалентное условие

$$(2) \quad 2\pi\sigma \int_0^{\rho_t} \rho (T^4 - T_0^4) d\rho = W,$$

которое более удобно для конкретного использованного алгоритма. Процедура вычислений заключалась в том, что  $T$  и  $\partial T / \partial \rho$  задавались в точке  $\rho = 0$ , затем решалось уравнение (1) и проверялось выполнение условия (2), изменялось соответствующим образом значение  $T(0)$ , вновь решалось уравнение (1) и так до тех пор, пока условие (2) не выполнялось с заданной точностью.

Результаты расчетов величины  $I$  для  $h = 10; 50; 170$  мкм (точки 1—3) и различных значений тока приведены на рис. 5;  $I = 1$  при  $i \approx 1$  и 16 мкА для  $h = 10$  и 50 мкм соответственно. Из сравнения вычисленных значений с результатами измерений (см. рис. 3, 4) видно, что для кристалла толщиной  $h = 50$  мкм имеется хорошее совпадение расчета и эксперимента. Наличие теплопроводного стока в точке крепления мишени к кристаллодержателю вызывает, по-видимому, возникновение дополнительных возмущающих градиентов температуры на краю, что немного сдвигает значение тока, при котором устойчивость нарушается. Для кристалла толщиной 10 мкм (см. рис. 3) изгиб становится заметным при токах, в несколько раз больших критического значения, поскольку при  $i_c \approx 1$  мкА (рис. 5) относительные удлинения, возникающие из-за нагрева, малы, т. е. характерные углы изгиба меньше разрешения методики измерений, определяемого угловым масштабом ориентационной кривой. На рис. 5 приведены также результаты расчета для мишени толщиной 170 мкм, для которой  $i_c \approx 100$  мкА.



Р и с. 5

Полученные результаты позволяют судить о порядке значений токов, при которых начинают появляться технические трудности в практических приложениях ориентационных явлений. Это утверждение основывается на следующих соображениях: кремний обладает наименьшими коэффициентом теплового расширения и атомным номером  $Z$  (наименьшие ионизационные потери) из используемых в физике ориентационных явлений кристаллов; ионизационные потери релятивистских частиц слабо зависят от их энергии; уменьшение попереч-

\* Это приближение обусловлено практическим отсутствием теплопроводных стоков, поскольку, как и в любых ориентационных измерениях, кристалл крепился в одной точке (т. е. размеры области его контакта с кристаллодержателем были значительно меньше периметра пластины).

\*\* Вводимая мощность вычислялась как  $W = ih \partial^2 W / \partial h \partial i$ , где  $\partial^2 W / \partial h \partial i = 4.3 \cdot 10^{-4}$  Вт/(мкм · мкА).

ных размеров мишени, так же как и увеличение ее толщины, должно приводить к заметному росту температуры, которая при  $i = 100$  мкА и  $h = 170$  мкм поднимается до  $\sim 300$  °С в центре пластины. Таким образом, при размерах мишени и электронного пучка  $0,3 \text{ см} < \rho_b, \rho_t < 3 \text{ см}$  и отношении  $\rho_b/\rho_t \sim 0,3 \div 0,5$  средний ток  $i = 0,3 \div 1$  мА, по-видимому, следует считать предельным для приложений физики ориентационных явлений, если не принимать специальных мер для охлаждения кристалла.

Авторы благодарны В. В. Головизнину за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мещеров Б. Р., Туманов В. И. Аналоговая система ориентирования монокристаллической мишени на электронном ускорителе // ПТЭ.— 1987.— № 3.
2. Klein R. K., Kephart J. O., Pantell R. H. et al. Electron channeling radiation from diamond // Phys. Rev. B.— 1985.— N 1.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости.— М.: Наука, 1987.
4. Справочник по технической механике/Под ред. А. Н. Динника.— М.: ОГИЗ, 1949.
5. Зигель Р. Теплообмен излучением.— М.: Мир, 1975.
6. Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество // Экспериментальная ядерная физика/Под ред. Э. Сегре.— М.: ИЛ, 1955.— Т. 1.

г. Москва

Поступила 5/IX 1990 г.,  
в окончательном варианте — 4/IV 1991 г.

УДК 537.521.7 + 778.347

Е. А. Зобов, А. Н. Сидоров

#### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ПО ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА

При пробое в резко неоднородном поле скользящей искры обнаружены локальные зоны с более длительным свечением, которые образуются как в завершенной, так и в незавершенной стадии разряда [1]. В завершенной стадии разряда такие зоны стабильно образуются в изгибах канала разряда при условии, что разрядный промежуток превышает некоторую критическую длину. Длительность локальных зон свечения в этом случае может на порядок превышать свечение прямых отрезков канала разряда. В незавершенной стадии разряда участки с более длительным свечением образуются на альтернативной траектории лидера или на боковых ветвях. В этом случае длительность их свечения много меньше, но достаточна для обнаружения скоростным фоторегистратором СФР-2М.

Цель данной работы — попытка исследовать механизм образования локальных зон свечения в незавершенной стадии скользящей искры. Предполагалось, что в процессе пробоя образуются локальные зоны с повышенной концентрацией заряда.

Для проверки предположения о локальной концентрации заряда были разработаны методы его визуализации. Это удалось сделать с помощью фотографических материалов. Визуализация распределения электрического заряда по поверхности фотоматериала основана на том, что в электрическом поле происходит сдвиг центров скрытого изображения в сторону, противоположную приложенному полю [2]. При одновременном воздействии на фотопленку короткой (около  $10^{-6}$  с) импульсной подсветки, повышающей ее светочувствительность примерно на порядок, и электрического поля, которое в зависимости от направления повышает или понижает светочувствительность фотоэмульсии [3], удалось получить изображение распределения электрического заряда на поверхности фотопленки.