

ственно после их получения также не обнаруживают свечения. Эффект стационарного свечения ударносжатого участка диэлектрика может использоваться в датчиках для регистрации и запоминания ударных воздействий частиц (например, микрометеоритов), в области микроэлектроники, а также при исследовании твердых тел под высоким давлением.

Л и т е р а т у р а

- [1] A u e r S., B e r g O.E. - Rev. Sci. Instrum., 1975, v. 46, N 11, p. 1531-1534,
- [2] Х е й с Б. - Приборы для научных исследований, 1975, т. 12, с. 69-79.
- [3] С е м к и н Н.Д. Изв. вузов, Приборостроение, 1986, т. XXIХ, № 8, с. 60-64.
- [4] N e n k u m G. Untersuchungen des Projectilmaterines in Microcratern. Diplomarbeit untiversität Heidelberg, 1969, English Translation, NASA, TT-F-12327.

Куйбышевский авиационный
институт им. С.П. Королева

Поступило в Редакцию
28 января 1987 г.

В окончательной редакции
28 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ ВЛЕТА В КРИСТАЛЛ

А.Р. А в а к я н, Р.О. А в а к я н, А.В. А в е т и с я н,
А.С. А р у т ю н я н, С.С. Д а н а г у л я н,
С.П. Т а р о я н, Я н Ш и

При малых углах влета релятивистских заряженных частиц в кристалл относительно кристаллографической оси или плоскости частицы одновременно взаимодействуют с большим количеством атомов оси или плоскости (когерентное рассеяние). Такое взаимодействие можно описывать непрерывным потенциалом осей или плоскостей [1]. В то же время частицы многократно рассеиваются на тепловых колебаниях отдельных атомов (некогерентное рассеяние), что в конечном итоге приводит к увеличению среднего квадрата угла движения частиц относительно исходного направления и, соответственно, к монотонному уширению пучка по мере проникновения в кристалл. Ранее [2, 3] теоретически была показана возможность подавления некогерентного многократного рассеяния электронов при плоском каналировании и квазиканалировании в кристаллах по сравнению со случаем аморфного вещества.

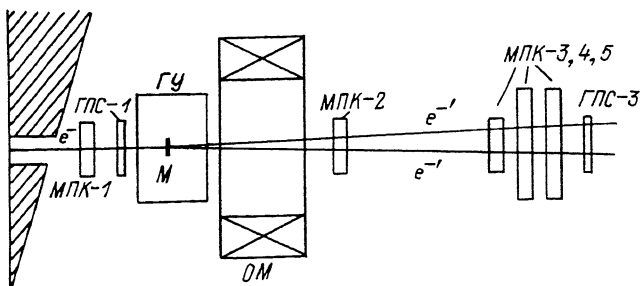


Рис. 1. Экспериментальная установка.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования зависимости среднего квадрата угла многократного рассеяния электронов с энергией $E=4.5$ Гэв от угла влета в кристалл алмаза толщиной $l=200$ мкм относительно кристаллографических плоскостей (110). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. При измерении угла многократного рассеяния отклоняющий магнит ОМ отключался, прошедшие через кристаллическую мишень электроны регистрировались в системе газовых пропорциональных счетчиков ГПС и многопроволочных пропорциональных камер МПК. Триггерный сигнал формировался совпадением сигналов от газовых пропорциональных счетчиков ГПС-1 и ГПС-3, а координаты частиц регистрировались с помощью пропорциональных камер МПК-1 МПК-5. При этом МПК-1 фактически регистрировала координату взаимодействия электрона с мишенью М, а траектория электрона после взаимодействия восстанавливалась с помощью МПК-2 МПК-5.

На основе траекторий электронов строилось распределение числа частиц по углу вылета из мишени, и вычислялся средний квадрат угла рассеяния $\langle \theta^2 \rangle_c$. Расходимость первоначального пучка электронов составляла около 0.1 мрад, т.е. порядка угла Линдхарда θ_L .

Эксперимент выявил заметную зависимость $\langle \theta^2 \rangle_c$ от ориентации кристалла (рис. 2), имеющую минимум при углах влета θ_0 порядка θ_L . В исследованном случае ($l=200$ мкм) величина $\langle \theta^2 \rangle_c$ при всех θ_0 оказалась меньше аналогичной величины $\langle \theta^2 \rangle_a$ для аморфного вещества. Подобная ориентационная зависимость ранее была обнаружена при исследовании углового распределения фотонов.

Найденная ориентационная зависимость, по-видимому, имеет простое объяснение. Многократное некогерентное рассеяние релятивистского электрона, движущегося под малым углом относительно кристаллографических плоскостей, существенным образом зависит от энергии \mathcal{E}_\perp его поперечного движения. От \mathcal{E}_\perp существенно зависит также коэффициент пропорциональности e^- между средними квад-

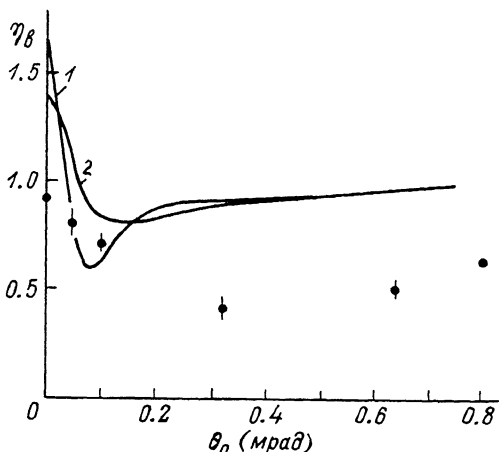


Рис. 2. Ориентационная зависимость угла многократного рассеяния, нормированного на величину среднеквадратичного угла многократного рассеяния в дезориентированном кристалле при изменении угла влета электронов относительно кристаллографических плоскостей (110) алмаза. Точки - эксперимент, кривая 1 - расчет по формуле (3) без учета начальной расходимости пучка, кривая 2 - начальная расходимость составляла θ_0 .

ратами углов рассеяния $\langle \theta^2 \rangle_c$ и $\langle \theta^2 \rangle_a$, относящихся к достаточно малому отрезку пути:

$$\eta(\epsilon_{\perp}) = \langle \theta^2 \rangle_c / \langle \theta^2 \rangle_a. \quad (1)$$

Величина $\eta(\epsilon_{\perp})$ приближенно описывается формулой [2]:

$$\eta(\epsilon_{\perp}) = \frac{2}{(\epsilon_{\perp}/U_0)^{1/2} \ln \left| \frac{1 + (\epsilon_{\perp}/U_0)^{1/2}}{1 - (\epsilon_{\perp}/U_0)^{1/2}} \right|}, \quad (2)$$

где U_0 - глубина потенциальной ямы.

Более точно величина $\eta(\epsilon_{\perp})$ может быть вычислена только численно [2]. Для частицы, движущейся на высоте барьера ($\epsilon_{\perp} = U_0$), величина $\eta(\epsilon_{\perp})$ значительно меньше единицы.

Отношение $\eta_b(l)$ средних квадратов $\langle \theta^2 \rangle_c / \langle \theta^2 \rangle_a$ для пучка частиц и для кристалла конечной толщины l можно получить путем интегрирования

$$\eta_b(l) = \frac{1}{l} \int_0^l dl \int_0^{\infty} d\epsilon_{\perp} F(\epsilon_{\perp}, l) \eta(\epsilon_{\perp}), \quad (3)$$

где $F(\epsilon_{\perp}, l)$ - функция распределения частиц по поперечной энергии на глубине проникновения l .

Расчет величины $\eta_z(z)$ без учета эволюции $F(\epsilon_1, z)$ с глубиной показывает ее существенную ориентационную зависимость (рис. 2, кривые 1, 2). Это связано с тем, что при углах влета $\theta_0 \gg \theta_L$ практически отсутствуют частицы с $\epsilon_1 \ll U_0$, которые испытывают сильное некогерентное рассеяние. С глубиной проникновения в кристалл перераспределение частиц по поперечной энергии должно привести к увеличению доли частиц с $\epsilon_1 \approx U_0$ по сравнению с долей частиц с $\epsilon_1 < U_0$. Это означает, что более корректный расчет $\eta_z(z)$ с учетом эволюции $F(\epsilon_1, z)$ с глубиной должен давать меньшие значения $\eta_z(z)$, качественно сохраняя ориентационную зависимость. Расчет, основанный на решении уравнения Фоккера-Планка для $F(\epsilon_1, z)$ в случае электронов с $E = 4.5$ ГэВ, влетающих параллельно плоскостям (110) алмаза, показал, что величина $\eta_z(z)$ действительно падает с глубиной проникновения. При $z = 200$ мкм эта величина падает приблизительно в 1.7 раз [3], что дает лучшее согласие теории с экспериментом.

Л и т е р а т у р а

- [1] Линдхард Й. - УФН, 1969, т. 99, № 2, с. 249-296.
- [2] Авакян А.Р., Белошицкий В.В., Кумаров М.А. - Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 11, с. 35.
- [3] Авакян А.Р., Белошицкий В.В., Янши. - Препринт ЕФИ-831(58) 85, Ереван, 1985.
- [4] Авакян Р.О., и др. - Препринт ЕФИ-657(47)-83, Ереван, 1983.

Поступило в Редакцию
19 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВЕТА, РАССЕЯННОГО АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ДОМЕНОМ

В.М. Рысаков, Л.Н. Болотов, Ю.В. Аристов

При развитии акустической неустойчивости в пьезополупроводниках акустический поток чаще всего формируется в пространственный пакет - акустоэлектрический домен [1]. Эффективным методом исследования домена является рассеяние Мандельштама-Бриллюэна, которое дает наибольшую информацию о пространственном спектре и координатно-временном изменении домена. Исследования показали, что интенсивность принимаемого сигнала рассеяния флуктуирует от импульса к импульсу.

Целью данной работы является выяснение возможного механизма флуктуаций сигнала. Поскольку аппаратное разрешение метода РМБ