

## ЭФФЕКТ САМОФОКУСИРОВКИ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В ПОЛЕ АТОМНЫХ ЦЕПОЧЕК

М.Х.Хоконов

Кабардино-Балкарский университет  
360004, Нальчик, Кабардино-Балкария, РФ

Поступила в редакцию 18 августа 1992 г.

Показано, что при прохождении релятивистских электронов через кристаллы вдоль атомных цепочек, угловые распределения их на выходе существенно отличаются от случая аморфной среды. Предсказывается эффект радиационной самофокусировки электронов с энергиями в сотни ГэВ при больших начальных угловых расходимостях пучка.

Хорошо известно, что релятивистские заряженные частицы сильно чувствуют поле атомных цепочек даже если они движутся под углами много большими критического угла Линдхарда. Это приводит к появлению "колец" в угловых распределениях (doughnut scattering) <sup>1</sup> из-за когерентного рассеяния на цепочках с сохранением поперечной энергии <sup>2,3</sup>. Если же начальный пучок обладает азимутальной симметрией относительно атомной оси, то угловые распределения изменяются по мере проникновения в кристалл только за счет некогерентных столкновений с изменением поперечной энергии. Именно этот случай, наиболее часто встречающийся на практике, рассматривается в настоящей работе.

Существует три фактора, приводящих к отличию угловых распределений электронов в ориентированных кристаллах от случая аморфной среды: а) влияние непрерывного потенциала оси (плоскости); б) сечение некогерентного рассеяния на отдельном атоме в канале в  $\simeq S_0/S(\epsilon)$  раз больше, чем в аморфной среде, здесь  $S(\epsilon)$  – поперечная площадь, доступная электрону с поперечной энергией  $\epsilon$ ,  $S_0$  – площадь, приходящаяся на одну цепочку; в) влияние излучения фотонов на движение.

В условиях статистического равновесия <sup>4</sup> частицы с заданной поперечной энергией  $\epsilon$  распределены в поперечном фазовом пространстве в соответствие с микроканоническим распределением

$$dn(\mathbf{r}, \mathbf{p}, \epsilon) = \delta(\epsilon - \frac{\mathbf{p}^2}{2m} - U(\mathbf{r})) \frac{d\mathbf{r}d\mathbf{p}}{\Omega(\epsilon)}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{p}$  – поперечные координата и импульс,  $U(\mathbf{r})$  – непрерывный потенциал атомной цепочки (плоскости),  $\Omega(\epsilon) = 2\pi m S(\epsilon)$  – плотность состояний с заданной поперечной энергией,  $m$  – релятивистская масса частицы. В плоскостном случае величина  $\Omega(\epsilon)$  совпадает с периодом поперечного движения.

Интегрирование (1) по импульсам приводит к известным выражениям для пространственного распределения частиц в канале <sup>4</sup>, тогда как интегрирование по координатам дает угловое распределение частиц с данной поперечной энергией. В осевом случае имеем

$$dn(\mathbf{p}, \epsilon) = \frac{2\pi r p dp}{m S(\epsilon) U'(r)}, \quad (2)$$

где  $U'(r) = dU/dr$ , а  $r = r(\epsilon, p)$  находится из условия  $\epsilon = \frac{p^2}{2m} + U(r)$ . Поперечный импульс  $p$  связан с углом  $\theta$  относительно оси  $p = mv\theta$ .

Согласно (2) влияние поля цепочки на угловые распределения существенно не только для каналированных, но и для надбарьерных частиц.

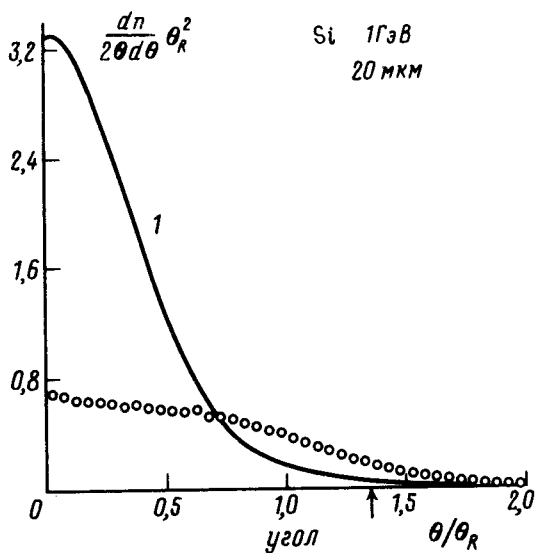


Рис.1

Рис.1. Угловые распределения электронов с энергией 1 ГэВ, прошедших через кристалл кремния толщиной 20 мкм, 1 – распределение Мольера для аморфной мишени,  $\Delta$  – для направления  $\langle 111 \rangle$ . Углы даны в единицах среднего угла многократного рассеяния для аморфной среды  $\theta_R$  (в данном случае  $\theta_R = 3 \cdot 10^{-4}$ ). Стрелка соответствует критическому углу каналирования  $\theta_L = 4,1 \cdot 10^{-4}$

Рис.2. Угловые распределения электронов с начальной энергией 150 ГэВ прошедших через кристаллы кремния различной толщины вдоль оси  $\langle 110 \rangle$ . Пунктирная линия соответствует налетающему пучку с угловой расходимостью  $3 \cdot \theta_L$ . Интенсивность дана в единицах  $\theta_R^2$ , где  $\theta_R = 1,7 \cdot 10^{-5}$

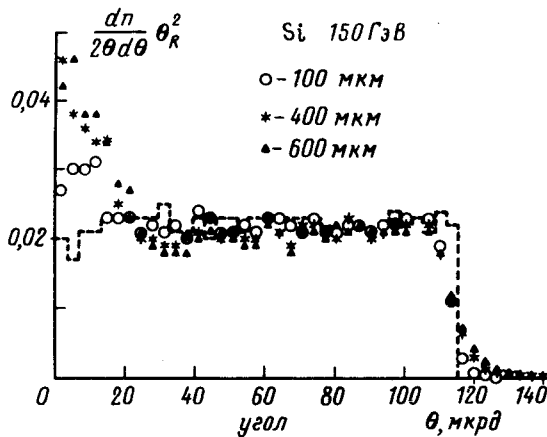


Рис.2

На рис.1 показано сравнение углового распределения электронов с энергией 1 ГэВ прошедших через кристалл кремния толщиной 20 мкм вдоль оси  $\langle 111 \rangle$  с распределением Мольера для аморфной среды. В первом случае данные получены на основе численного моделирования по схеме, аналогичной работе <sup>5</sup>. В отличие от <sup>5</sup>, однако, мы использовали потенциал Мольера с учетом фактора Дебая–Валлера для расчета сечений некогерентного рассеяния, а также учитывались все акты рассеяний на отдельных атомах без ограничений на углы рассеяния.

При энергиях электронов в сотни ГэВ существенным становится влияние излучения. При этом рассмотрение упрощается применимостью синхротронного приближения для расчета сечений излучения. Если считать, что фотоны излучаются в направлении вектора скорости, то изменение поперечной энергии электрона при излучении фотона с энергией  $\omega$  –

$$\delta\epsilon = -\frac{\omega}{E}(\epsilon - U(r)), \quad (3)$$

где  $E$  – полная энергия электрона перед излучением.

На рис.2 показаны угловые распределения электронов с энергией 150 ГэВ прошедших через кристаллы кремния  $\langle 110 \rangle$  различной толщины. Видно, что на выходе имеет место эффект самофокусировки – число электронов с малыми углами относительно оси  $\theta < 0,5\theta_L$  на выходе больше, чем на входе, хотя, как показывает расчет, полный среднеквадратичный угол медленно растет по мере проникновения электронов в кристалл (здесь  $\theta_L$  – критический угол Линдхарда).

Существование эффекта радиационной самофокусировки совсем не очевидно наперед, ведь согласно (3) угол между направлением движения и осью канала при излучении не меняется. Однако после излучения электрон переходит в состояние с меньшей поперечной энергией и, соответственно, с новым распределением по поперечным импульсам (2). Это в конечном итоге и приводит к эффекту. Заметим, что ранее эффект самофокусировки, обусловленный другим механизмом предсказывался в работе <sup>6</sup> для нерелятивистских положительных частиц.

Автор благодарит коллег из университета в Орхусе Й.-У.Андерсона, В.А.Рябова и Э.Уггерхоя за многочисленные полезные дискуссии. Автор особенно благодарен профессору Й.Линдхарду за интерес к работе и критические замечания.

- 
1. S.K.Andersen, O.Fich, H.Nielsen, et. al, Nucl. Phys. B **167**, 1 (1980).
  2. В.В.Белошицкий, М.А.Кумахов, ФТТ **15**, 1588 (1973).
  3. I.A.Golovchenko, Phys. Rev. B **13**, 4672 (1976).
  4. J.Lindhard, Kgl. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., **34**, (1965).
  5. Ю.В.Кононец, В.А.Рябов, Письма в ЖЭТФ, **48**, 303 (1988).
  6. М.А.Кумахов, Письма в ЖТФ **14**, 112 (1988).