

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1076,  
83

28/2-83  
P14-82-826

В.Н.Бугров, С.А.Карамян

ЭФФЕКТ ТЕНЕЙ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ  
С МОНОКРИСТАЛЛОМ СаР

Направлено в журнал "Физика твердого тела"

1982

Взаимодействие тяжелых ионов с монокристаллами отличается рядом особенностей, отмеченных в литературе, таких, как: высокая электронная тормозная способность частиц и связанное с этим влияние потерь энергии на изменение поперечной энергии частиц при ориентированном прохождении, существенный вклад ядерной тормозной способности при небольших энергиях ионов, значительное радиационное повреждение монокристалла под действием облучения, связь движения ионов с процессами перезарядки.

В работе [1] изучено радиационное повреждение монокристалла GaP при облучении ионами  $^{31}\text{P}$  и  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 1,0 и 0,6 МэВ/нуклон соответственно. В настоящей работе приводятся результаты измерения параметров теневых минимумов, возникающих при упругом рассеянии тяжелых ионов на монокристалле GaP, анализируются имеющиеся экспериментальные значения угловых ширин теней для тяжелых частиц.

Монокристаллическая мишень GaP толщиной 0,6 мм облучалась коллимированным /диаметр 1 мм/ пучком ионов  $^{20}\text{Ne}$  с энергией 12 МэВ,  $^{31}\text{P}$  - 31 МэВ и  $^{40}\text{Ar}$  - 24 МэВ. Использовались выведенные пучки циклотрона У-300 ОИЯИ, работавшего в режиме третьей гармоники. Пучок направлялся на монокристалл под углом около  $4-5^\circ$  к кристаллографической плоскости /110/, при этом ось  $\langle 110 \rangle$  составляла угол  $95^\circ$  по отношению к пучку, а две оси  $\langle 111 \rangle$  - углы  $58^\circ 30'$  и  $129^\circ$ . Монокристалл был приклеен серебряной пастой к металлическому держателю, имевшему комнатную температуру. Мощность дозы пучка составляла около  $10^{10}$  ион $\cdot$ с $^{-1}$ . Упруго рассеянные на мишени ионы регистрировались пластиковыми трековыми детекторами, которые располагались на расстоянии 120 мм от мишени в диапазоне углов рассеяния от  $45^\circ$  до  $135^\circ$ . Пластиковые детекторы регистрируют ионы с энергией от порогового значения до максимальной энергии, поэтому в данном эксперименте теневая картина фиксируется интегрально для всего работающего слоя мишени.

Результаты просмотра теневых минимумов кристаллографических осей  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  и плоскостей /110/ и /111/ показаны на рис.1. Приведены значения полной угловой ширины поперечного сечения минимума на половине его глубины  $\psi_{1/2}$ . Все показанные тени соответствуют небольшой дозе облучения, при которой ухудшение теневой картины в результате радиационного повреждения невелико. Результаты измерений даны также в табл.1.

Поскольку монокристалл является двухкомпонентным, то на формирование теней должны оказывать действие и атомы Ga и атомы P, но, вероятно, в разной степени. Рассеяние ионов P и Ar проис-

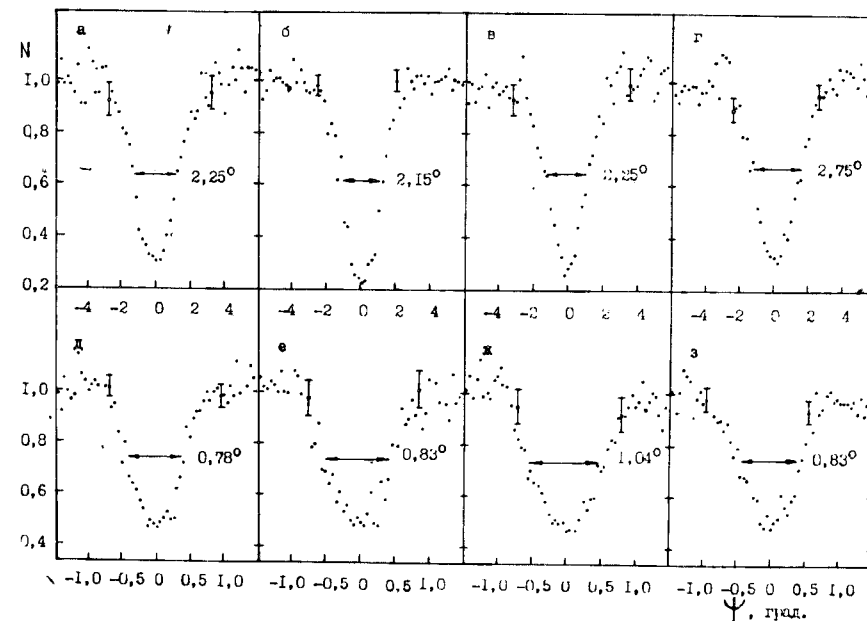


Рис.1. Профиль теневых минимумов при взаимодействии монокристалла GaP с тяжелыми ионами: а/ рассеяние ионов  $^{20}\text{Ne}$  вблизи кристаллографической оси  $\langle 111 \rangle$ , ориентированной под углом  $129^\circ$  к пучку; б/  $^{20}\text{Ne}$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $95^\circ$ ; в/  $^{31}\text{P}$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $95^\circ$ ; г/  $^{40}\text{Ar}$ ,  $\langle 110 \rangle$ ,  $95^\circ$ ; д/  $^{20}\text{Ne}$ , кристаллографическая плоскость /111/,  $101^\circ$ ; е/  $^{31}\text{P}$ , /111/,  $101^\circ$ ; ж/  $^{40}\text{Ar}$ , /111/,  $101^\circ$ ; з/  $^{40}\text{Ar}$ , /110/,  $57^\circ$ .

ходит в области углов рассеяния  $\theta_L \leq 90^\circ$  главным образом, а при  $\theta_L > 90^\circ$  - исключительно на ядрах Ga. Из-за этого, а также из-за их большего Z атомы Ga должны оказывать определяющее влияние на формирование тени. Поэтому казалось бы достаточно заменить монокристалл его подрешеткой Ga, однако экспериментальные результаты опровергают такой подход. Измеренные значения  $\psi_{1/2}$  для осей  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  оказались почти одинаковыми, тогда как для кубической гранцентрированной подрешетки Ga должно было возникнуть различие примерно в 1,5 раза. Для понимания этого рассмотрим расположение атомов в плоскости /110/, показанное на рис.2. Видно, что в оси  $\langle 111 \rangle$  атомы Ga и P объединены, расстояние между ними значительно меньше, чем до следующей пары GaP. Поэтому можно думать, что действие атомного потенциала пары атомов является совместным. А в случае оси  $\langle 110 \rangle$  атомы Ga и P образуют отдельные ряды, каждый из которых может деструктивно влиять на ориентационные явления при взаимодействии частиц с соседним рядом. На основе такого рассмотрения в дальнейшем

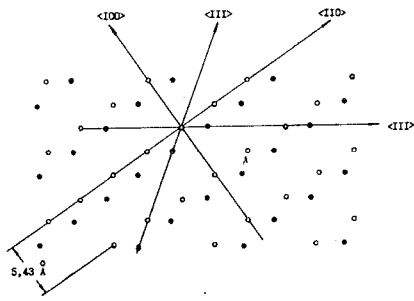


Рис.2. Расположение атомов в плоскости /110/ монокристалла GaP.

считаем, что для оси <111> эффективный атомный номер  $Z_2^{эфф}$  равен сумме атомных номеров Ga и P, т.е.  $Z_2^{эфф} = 46$ , а межатомное расстояние  $d = 9,40 \text{ \AA}$ . Для оси <110>  $d = 3,84 \text{ \AA}$ , а величина  $Z_2^{эфф}$  подбирается для согласования результатов расчета с экспериментом.

Согласно Линдхарду<sup>/2/</sup>, угловая ширина осевого минимума в области нерелятивистских энергий частицы при условии  $E \gg E'$  должна равняться  $2\psi_1$ , где  $\psi_1 = 0,218 \sqrt{\frac{2Z_1 Z_2}{Ed}}$ ,  $Z_1$  и  $Z_2$  - атомные номера частицы и ядра монокристалла,  $d$  - расстояние между атомами в ряду, измеряемое в  $\text{\AA}$ ,  $\psi_1$  - в градусах,  $E$  - в МэВ. При малых энергиях  $E \ll E'$  корневая зависимость угловой ширины от  $\frac{Z_1 Z_2}{Ed}$  должна сменяться степенью  $(\frac{3a^2 Z_1 Z_2}{Ed^3})^{1/4}$ , где  $a$  - радиус экранирования Томаса-Ферми. В нашем случае энергия частиц занимает промежуточное положение, она сравнима с  $E'$ . Например, для взаимодействия ионов  $^{40}\text{Ar}$  с атомами Ga в кристаллографической оси <110>  $E' = 4,6$  МэВ, а энергия рассеянных на  $95^\circ$  ионов  $^{40}\text{Ar}$  заключена в интервале от 2,9 до 5,8 МэВ в эксперименте. Энергия ионов  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{31}\text{P}$  несколько выше относительно  $E'$ . В качестве первого шага сопоставим полученные значения  $\psi_{1/2}$  с линдхардовским углом  $\psi_1$ , несмотря на несоответствие энергии частиц рекомендованному диапазону применения. Результаты этого сравнения даны в табл.1. Приводится отношение измеренного значения  $\psi_{1/2}$  к произведению  $k\psi_1$ , где  $k=2$  для осевых теней и  $k=0,75$  - для плоскостных. В последнем случае  $\psi_1$  вычисляется для кристаллографической оси, лежащей в данной плоскости.

Параметр  $Z_2^{эфф}$  для оси <110> определялся из измеренных значений  $\psi_{1/2}$  при рассеянии ионов  $^{20}\text{Ne}$ . Величина  $\psi_1$  усреднялась по толщине работающего слоя с учетом увеличения сечения рассеяния по мере торможения. Толщина работающего слоя, а следовательно, максимальная и минимальная энергия рассеянных ионов определялись

по формулам, приведенным в работах<sup>/1,3/</sup>. Отношение  $\frac{\psi_{1/2}}{k\psi_1}$ , данное в табл.1, нерегулярно меняется при переходе от одной частицы к другой, что показывает неудовлетворительное описание измеренных значений  $\psi_{1/2}$  расчетом. В промежуточной области энергии вблизи

Таблица 1  
Угловые ширины теневых минимумов, наблюдающихся при взаимодействии частиц с монокристаллом GaP

Частица	Кристаллографическое направление	Угол относительно пучка	$\psi_{1/2}^\circ$	$\frac{\psi_{1/2}}{k\psi_1}$	$\frac{\psi_{1/2}}{k\psi_0}$
$^{20}\text{Ne}$	<110>	$95^\circ$	$2,15 \pm 0,10$	$0,900^*$	$1,00^*$
$^{31}\text{P}$	<110>	$95^\circ$	$2,25 \pm 0,10$	$1,03$	$1,03$
$^{40}\text{Ar}$	<110>	$95^\circ$	$2,75 \pm 0,10$	$0,838$	$0,935$
$^{20}\text{Ne}$	<111>	$129^\circ$	$2,25 \pm 0,10$	$0,900$	$1,00^*$
$^{40}\text{Ar, Ga, P}$	<111>	$58^\circ 30'$	$2,25 \pm 0,10$	-	$0,917$
$^{20}\text{Ne}$	/111/	$101^\circ$	$0,78 \pm 0,05$	$0,868$	$0,965$
$^{31}\text{P}$	/111/	$101^\circ$	$0,83 \pm 0,05$	$1,01$	$1,02$
$^{40}\text{Ar}$	/111/	$101^\circ$	$1,04 \pm 0,05$	$0,844$	$0,945$
$^{40}\text{Ar, Ga, P}$	/110/	$57^\circ$	$0,83 \pm 0,05$	-	$0,902$
Ga	<111>	$58^\circ 30'$	$2,60$	-	$0,82$
Ga	/110/	$57^\circ$	$0,94$	-	$0,79$

\* Значение  $\psi_{1/2}$  использовано для определения констант A и  $Z_2^{эфф}$ .

Е' является законным введение предположения о том, что критический угол  $\psi_c$  пропорционален  $(\frac{Z_1 Z_2}{Ed})^m$ , где  $m < 0,5$ . Однако такое предположение не улучшает согласия расчета с экспериментом.

В то же время оказалось, что более регулярное поведение отношения  $\frac{\psi_{1/2}}{k\psi_c}$  достигается в случае, если предположить сохранение корневой зависимости  $\psi_c$  от  $\frac{Z_1 Z_2}{d}$  при ослаблении зависимости  $\psi_c$  от E. В последней колонке табл.1 приведены отношения  $\frac{\psi_{1/2}}{k\psi_c}$  при вычислении  $\psi_c$  по формуле:

$$\psi_c = \frac{A}{E^{1/3}} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{d}}, \quad /1/$$

где нормирующая константа A определялась по одному из экспериментальных значений. Производилось усреднение  $\psi_c$  по толщине работающего слоя мишени t:

$$\bar{\psi}_c = A \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{d}} \left\{ \int_0^t \frac{dx}{E^2(x)} \right\}^{-1} \int_0^t \frac{dx}{E^{1/3}(x) E^2(x)}. \quad /2/$$

Из данных табл.1 видно, что замена  $\psi_1$  на  $\psi_c$  значительно улучшает согласие расчета с экспериментом. Удовлетворительное описание величин  $\psi_{1/2}$  для таких частиц, как  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{40}\text{Ag}$ , позволяет сделать попытку воспроизвести также результаты измерения ширины осевой  $\langle 111 \rangle$  и плоскостной  $\langle 110 \rangle$  теней при рассеянии ионов  $^{40}\text{Ag}$  на угол около  $58^\circ$ . В последнем случае вклад в наблюдаемую теневую картину дают не только рассеянные ионы  $^{40}\text{Ag}$ , но также ядра отдачи Ga и P. Поскольку ширина минимумов для ионов Ag и P известна из эксперимента /с учетом изменения  $\psi_{1/2}$  при изменении энергии частиц по закону  $\psi_{1/2} \sim E^{-1/3}$ /, то появляется возможность найти значение ширины тени для ядер Ga. Такое определение было сделано с применением рассчитанных по формулам /1,3/ значений относительного вклада ядер Ag, Ga, P в полное число частиц, регистрируемых вблизи угла рассеяния  $58^\circ$ . Полученные цифры  $\psi_{1/2}$  для ядер Ga приведены в последних строках табл.1. Погрешность можно оценить приблизительно равной  $\pm 8\%$ . По данным табл.1 выявляется регулярное уменьшение отношения  $\frac{\psi_{1/2}}{k\psi_c}$  с ростом массы быстрой заряженной частицы, взаимодействующей с монокристаллом. На рис.3б эти результаты представлены в виде зависимости  $\frac{\psi_{1/2}}{k\psi_c}$  от величины  $1 + \frac{A_1}{A_2}$ , где  $A_1$  - массовое число частицы,  $A_2$  -

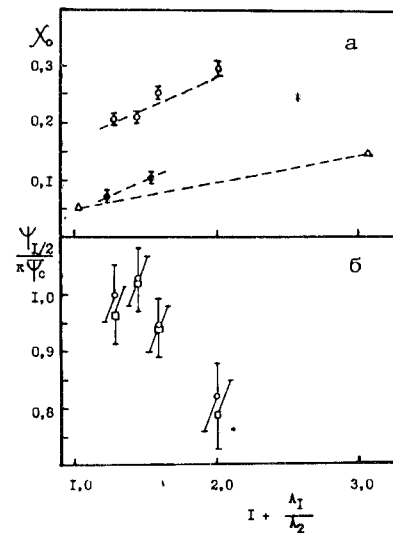


Рис.3. Зависимость глубины  $\chi_0/a$  и ширины  $\psi_{1/2}/b$  теневого минимума от  $1 + \frac{A_1}{A_2}$ . Экспериментальные результаты показаны точками:  $\odot$  - осевые тени для взаимодействия ионов  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{40}\text{Ag}$  с монокристаллом GaP;  $\triangle$  - плоскостные тени в тех же взаимодействиях /настоящая работа/;  $\bullet$  - осевые тени  $\langle 111 \rangle$  для взаимодействия ионов  $^{40}\text{Ag}$  и осколков деления с монокристаллом  $\text{W}^{3,4}$ ;  $\Delta$  - осевые тени  $\langle 110 \rangle$ ,  $^1\text{H}$  и  $\text{Xe}$  с  $\text{Cu}^{6/}$ .

ядра Ga, входящего в состав монокристалла. На рис.3а показана зависимость глубины теневого минимума  $\chi_0$  от  $1 + A_1/A_2$ . Согласно результатам /1/, зависимость глубины тени от дозы облучения I представляется в виде  $\chi(I) = \chi_0 + \gamma I$ , где  $\chi_0$  - глубина тени, соответствующая малой дозе облучения, т.е. за вычетом ухудшения тени радиационным повреждением. Точки на рис.3а получены на основе результатов измерений /1,3-5/ и относятся к взаимодействию ионов  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{40}\text{Ag}$  и Ga с монокристаллом GaP; ионов  $^{40}\text{Ag}$  и осколков деления с монокристаллом W; а также низкоэнергичных протонов и ионов Xe с монокристаллом Cu. Видно, что  $\chi_0$  заметно увеличивается с ростом массы частицы. Данные, показанные на рис.3, можно понимать как указание на некоторое ослабление ориентационных эффектов с увеличением отношения массы частицы к массе атома монокристалла. В работах /6,7/ отмечалось уменьшение потенциала атомного ряда с ростом массы частицы, которое можно учесть включением фактора  $(1 + \alpha)^{-2}$  в обычные формулы атомного потенциала /2/, где  $\alpha = \frac{A_1}{A_2}$ . Этот фактор возникает в результате рассмотрения явления отдачи при отклонении тяжелой частицы полем атома. Возможно, рис.3 подтверждает такое рассмотрение. Ему не противоречат, вероятно, и результаты работы /8/, в которой наблюдалось уменьшение отношения  $\frac{\psi_{1/2}}{\psi_1}$  при переходе от монокристалла W к монокристаллам Ge и Si для каналирования ионов азота с энергией 7,4 МэВ.

При описании угловых ширины теневого минимумов для тяжелых частиц представляется разумным использовать также результаты, полученные для взаимодействия осколков деления с тяжелыми монокристал-

Таблица 2

Угловые ширины теневых минимумов, наблюдающихся при взаимодействии частиц с монокристаллами W и UO<sub>2</sub>

Частица	Кристалло- граф. направ- ление	Угол отно- сительно пучка	$\psi_{1/2}^0$	Номер ссылки	$\psi_{1/2} / \Delta\psi_c$		
					$\psi_c = \psi_1$	$\psi_c \sim E^{-1/3}$	$\psi_c \sim E^{-1/4}$
<sup>40</sup> Ag	W	161°	3,55±0,10	/3/	0,638	1,00*	1,00*
<sup>40</sup> Ag	W	90°	3,20±0,10	/3/	0,609	0,94	0,93
оск. дел.	W	161°	3,10±0,10	/4,9/	0,824	1,01	0,87
оск. дел.	W	90°	2,65±0,10	/4,9/	0,990	1,08	0,88
оск. дел.	UO <sub>2</sub> <111>	0°	1,25±0,10	/10/	0,852	1,00*	1,00*
оск. дел.	UO <sub>2</sub> <110>	150°	2,00±0,10	/11/	0,827	0,98	0,99
оск. дел.	UO <sub>2</sub> <110>	90°	1,90±0,10	/11/	0,817	0,96	0,96

\* Значение  $\psi_{1/2}$  использовано для нормировки.

лами W и UO<sub>2</sub>. Для случая взаимодействия осколков деления и ионов <sup>40</sup>Ag с монокристаллом W результаты измерений [3,4,9] были подвергнуты дополнительному изучению с целью получения наиболее точных величин ширины теней  $\psi_{1/2}$ . Результаты этого анализа, включившего в себя некоторые уточнения, приведены в табл.2. Там же даны значения  $\psi_{1/2}$  для взаимодействия осколков деления с монокристаллом UO<sub>2</sub> по результатам работ [10,11]. Изменение ширины тени в зависимости от угла регистрации частиц относительно пучка связано с изменением их энергии в лабораторной системе.

Энергия осколков деления лежит в диапазоне, близком к линдхардовской энергии E'. Так, например, для взаимодействия осколков деления с кристаллографической осью <111> W величина E' = 33 МэВ. Поэтому вновь можно ожидать отклонений в энергетической зависимости  $\psi_{1/2}$  от закона  $\psi_c \sim E^{-1/2}$ . Результаты сравнения расчета и эксперимента даны в табл.2. Расчеты выполнялись так же, как и в случае монокристалла GaP. Для осколков деления производилось усреднение, учитывающее распределение частиц по заряду и энергии.

Кроме функции  $\psi_c \sim E^{-1/3}$ , использован также вариант  $\psi_c = \frac{A}{E^{1/4}} \sqrt{\frac{Z_1 Z_2}{d}}$ . Из данных табл.2 видно, что линдхардовский угол  $\psi_1$  не воспроизводит экспериментальных значений  $\psi_{1/2}$ . Гораздо лучшее описание получается при использовании критического угла  $\psi_c$ , пропорционального E<sup>-1/3</sup> или E<sup>-1/4</sup>, что подтверждает правильность анализа, сделанного для монокристалла GaP.

Представляет некоторый интерес сравнение угловых ширин осевых минимумов <111> и <110> в случае монокристалла UO<sub>2</sub>. Структура его напоминает GaP, в оси <111> атомы U и O выстроены в одну линию, а в направлении <110> они образуют отдельные ряды. Тем не менее оказалось, что в этом случае для описания  $\psi_{1/2}$  нет необходимости вводить величины Z<sub>2</sub><sup>эфф</sup>, можно использовать Z<sub>2</sub> = 92 для той и другой осей. Видимо, это означает, что действие атомов кислорода на движение в монокристалле таких тяжелых частиц, как осколки деления, не является значительным.

Основные результаты работы состоят в получении данных об угловых ширинах  $\psi_{1/2}$  эффекта теней при взаимодействии тяжелых частиц с монокристаллами, в установлении отклонений от закона  $\psi_{1/2} \sim E^{-1/2}$  для зависимости ширины от энергии частицы и в получении указаний на возможное ослабление ориентационных эффектов взаимодействия частиц с монокристаллами с ростом массы частиц.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за интерес к работе, Г.Отто - за предоставление монокристалла GaP, а также группам ионного источника и эксплуатации циклотрона У-300 за получение пучков ионов с нужными параметрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бугров В.Н., Карамян С.А. ОИЯИ, P14-82-325, Дубна, 1982.
2. Линдхард Й. УФН, 1969, 99, с. 249.
3. Бугров В.Н., Карамян С.А. ОИЯИ, P14-81-714, Дубна, 1981.
4. Бугров В.Н., Карамян С.А. ЯФ, 1982, 35, с. 558.
5. Kudella F. et al. Proc. of the VII Intern. Conf. on Atomic Collisions in Solids. Moscow Univ. Publ. House, 1981, v.1, p. 226.
6. Булгаков Ю.В. и др. Труды IV Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Изд-во МГУ, М., 1973, с. 178.
7. Карамян С.А. ЯФ, 1980, 31, с. 674.
8. Ведыманов Г.Д. и др. Труды VI Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами. Изд-во МГУ, М., 1975, с. 140.
9. Каманин В.В. и др. ЯФ, 1972, 16, с. 252.
10. Andersen J.U. et al. Nucl. Phys., 1979, A324, p. 39; 1975, A241, p. 317.
11. Бугров В.Н., Карамян С.А. ЯФ, 1981, 34, с. 577.

Рукопись поступила в издательский отдел  
7 декабря 1982 года.

Бугров В.Н., Карамян С.А. P14-82-826  
Эффект теней при взаимодействии тяжелых ионов с монокристаллом GaP

Для получения сведений об особенностях взаимодействия тяжелых заряженных частиц с монокристаллами измерены параметры теневых минимумов, возникающих при упругом рассеянии ионов  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{31}\text{P}$  и  $^{40}\text{Ar}$  с энергией 12,31 и 24 МэВ соответственно на монокристалле GaP. Значения угловой ширины теней  $\psi_{1/2}$ , определенные в эксперименте, анализируются совместно с известными результатами для взаимодействия осколков деления с монокристаллами W и  $\text{UO}_2$ . Установлено отклонение от закона  $\psi_{1/2} \sim E^{-1/2}$  для зависимости ширины тени от энергии частицы. Получены указания на возможное ослабление ориентационных эффектов взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами при увеличении массы частиц.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Bugrov V.N., Karamian S.A. P14-82-826  
Blocking Effect at the Heavy Ion Interaction with GaP  
Single Crystal

Parameters of the blocking minima are measured in reactions of the elastic scattering of the  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{31}\text{P}$  and  $^{40}\text{Ar}$  ions with 12,31 and 24 MeV energy, respectively, on GaP single crystal for understanding the peculiarities of the heavy-ion interaction with single crystals. The measured angular width values  $\psi_{1/2}$  for blocking minima are analysed together with the known results on the interaction of fission fragments with W and  $\text{UO}_2$  single crystals. Deflection from the rule  $\psi_{1/2} \sim E^{-1/2}$  for the dependence of blocking minimum width from the particle energy is found. The indications to possible attenuation of orientational effects in the particle-crystal interaction with the growth of a particle mass are obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.  
Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.