$\vartheta_1 < \vartheta_Л$ уменьшается выход характеристич. рентг. лучей от внутр. электронных оболочек. Каналированные частицы имеют существенно большие пробеги по сравнению с частицами, движущимися в отсутствие К. з. ч. Это связано, с одной стороны, с тем, что отсутствие близких столкновений с ядрами уменьшает ядерные потери энергии, а с другой — траектория каналированных частиц лежит в области пониж. электронной плотности; при этом ионизац. потери уменьшаются.

Первоначально К. з. ч. наблюдалось для пучков положительно заряженных лёгких ионов (протоны, дейтроны, α-частицы) при энергии порядка 1 МэВ. В этом случае из-за малости длины *волны де Бройля* движущегося иона характер его движения можно описать классически в виде последовательности столкновений с упорядоченно расположенными атомами кристалла.

В случае движения более лёгких частиц (электронов и позитронов) часто существенны квантовые эффекты. На рис. 5 параболами приближённо изображена форма поперечного периодич. потенциала V для плоскостных каналов в случае позитронов (рис. 5, *а*) и электронов (рис. 5, *б*). Горизонтальными линиями изображены энергетич. уровни поперечной составляющей движения частиц в кристалле. Стрелками указаны нек-рые из возможных квантовых переходов (соответствующее этим переходам эл.-магн. излучение наблюдается). Каналированные позитроны движутся в «пустотах», а электроны — в областях, «занятых» ядрами кристалла. Это различие имеет следствия: позитроны движутся в режиме К. з. ч. относительно продолжит. время, электроны же имеют повыш. вероятность рассеяться на ядрах на большой угол, так что их «длина каналирования» существенно меньше. Процесс выбывания частиц из режима каналирования наз. д е к а н а л и р о в а н и е м. Скорость деканалирования определяется зарядом и энергией движущейся частицы и характеристиками кристалла (заряд ядер, темп-ра, *дефекты* и др.).

К. з. ч. имеет ряд приложений. Одно из них — т. н. м е т о д о б р а т н о г о р а с с е я н и я н а м о н о к р и с т а л л а х. Пучок падающих частиц направляется вдоль кристаллографич. осей или плоскостей, измеряется энергетич. спектр продуктов рассеяния или ядерных реакций. Любые отклонения от идеальной решётки (температурные колебания атомов, дефекты) приводят к характерному искажению

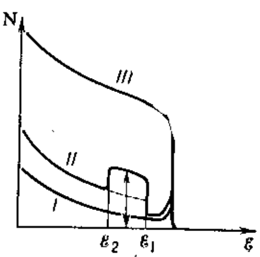

Рис. 6. Энергетический спектр рассеянных частиц при рассеянии на бездефектном кристалле (I); в кристалле, у которого на некоторой глубине располагается слой со значительным количеством дефектов (II); $\mathcal{E}_1$ и $\mathcal{E}_2$ — энергии частиц, рассеянных на передней и задней стенках этого слоя; высота пика на кривой II определяет концентрацию дефектов; III—отсутствие каналирования.

энергетич. спектра (рис. 6). Методом обратного рассеяния удаётся экспериментально определять положение примесных атомов в ячейке кристалла, исследовать структуру поверхностного слоя монокристалла и др.

К. з. ч. необходимо учитывать при *ионной имплантации*, т. к. при определ. условиях оно может привести к расширению имплантированного слоя и усложнению его структуры.

К. з. ч. относится к группе т. н. о р и е н т а ц. э ф ф е к т о в, возникающих при взаимодействии быстрых заряж. частиц с кристаллами (см. также *Теней эффект*).

Лит.: Т у л и н о в А. Ф., Влияние кристаллической решетки на некоторые атомные и ядерные процессы, «УФН», 1965, т. 87, с. 585; Л и н д х а р д Й., Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряжённых частиц, там же, 1969, т. 99, с. 249; К у м а х о в М. А., Ш и р м е р Г., Атомные столкновения в кристаллах, М., 1980.

А. Ф. Тулинов.

КАНДЕЛА (от лат. candela — свеча) (кд, cd) — единица силы света, одна из основных СИ; равна силе света в заданном направлении источника, испускающего монохроматич. излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц, энергетич. сила света к-рого в этом направлении 1/683 В/ср.

КАНОНИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ — независимые между собой переменные, входящие в т. н. канонич. ур-ния механики (см. *Гамильтона уравнения*) и определяющие состояние механич. системы в любой момент времени. Число К. п. равно $2s$, где s — число степеней свободы системы. В качестве К. п. обычно выбирают обобщённые координаты q_i и обобщённые импульсы p_i ($i=1, 2, \ldots, s$).

С помощью т. н. *канонических преобразований* можно перейти от q_i и p_i к другим К. п. $Q_i(q_i, p_i, t)$, $P_i(q_i, p_i, t)$, к-рые могут иметь др. физ. смысл.

КАНОНИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ — преобразования $q, p \to Q(p, q), P(p, q)$ (обобщённых) координат и (обобщённых) импульсов, сохраняющие *Пуассона скобки*:

$$\{P_i, Q_j\} \equiv \sum_k \left(\frac{\partial P_i}{\partial p_k} \cdot \frac{\partial Q_j}{\partial q_k} - \frac{\partial P_i}{\partial q_k} \cdot \frac{\partial Q_j}{\partial p_k}\right) = \{p_i, q_j\} = \delta_{ij},$$

$$\{P_i, P_j\} = \{Q_i, Q_j\} = 0$$

($k=1, \ldots, n$, n — число степеней свободы системы, δ_{ij} — *Кронекера символ*). К. п. сохраняют канонич. вид *Гамильтона уравнений* и нормировку *Гамильтона функции* $H(p, q, t)$. При К. п. фигурирующее в вариационном *наименьшего действия принципе* выражение $\sum_k p_k dq_k - H dt$ может меняться лишь на полный дифференциал:

$$\sum_k p_k\, dq_k - H\, dt = \sum_k P_k\, dQ_k - H'\, dt + dF.$$

Здесь F — п р о и з в о д я щ а я ф у н к ц и я К. п. Если она зависит от старых и новых координат, $F(q, Q)$, то явный вид К. п. находится из соотношений $p_i = \partial F/\partial q_i$, $P_i = \partial F/\partial Q_i$, а новая ф-ция Гамильтона

$$H'(P, Q, t) = H(p, q, t) + \partial F/\partial t.$$

Остальные возможности (всего их 2^{2n}), когда F зависит от i старых координат, $n-i$ старых импульсов, j новых координат и $n-j$ новых импульсов, получаются из данной *Лежандра преобразованием*.

К. п. сохраняют интеграл $\oint \sum_k p_k dq_k$ по замкнутой кривой в *фазовом пространстве* и элемент фазового объёма $\prod_k dp_k dq_k$. Последнее обстоятельство используется при заменах переменных в *функциональном интеграле*. Для F, не зависящих явно от времени, сохраняется и ф-ция Гамильтона. Для тождественного К. п. $F = \sum_k P_k q_k$. Бесконечно малые К. п. с $F = \sum_k P_k q_k - \varepsilon f(P_k, q_k; \varepsilon)$ удовлетворяют ур-ниям Гамильтона $\partial P_i/\partial\varepsilon = -\partial h/\partial q_i$, $\partial Q_i/\partial\varepsilon = \partial h/\partial p_i$ с ф-цией Гамильтона $h = f(P, q; 0)$. Поэтому движение системы (параметр ε интерпретируется как время t) само есть К. п. Преобразования симметрии, сохраняющие *действие* $S = \int_{t_2}^{t_1} \left(\sum_k p_k dq_k - H dt\right)$, очевидным образом являются К. п.

Благодаря свойствам К. п. равноправны все выборы канонич. переменных классич. системы: в её фазовом