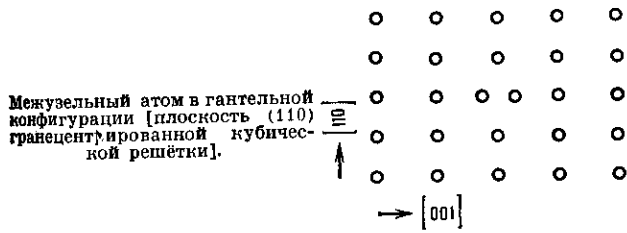


(~ 100 км) высотах с помощью ракет. Распределение лунных микрократеров по размерам даёт сведения о спектре масс и плотности межпланетной пыли и показывает существование как рыхлых (плотность $\rho < 1 \text{ г/см}^3$), так и обычных ($\rho \approx 1-8 \text{ г/см}^3$) пылинок, массы к-рых находятся в диапазоне $10^{-17}-10^{-3} \text{ г}$. Полная масса пыли в Солнечной системе (согласно оценкам) составляет $10^{19}-10^{20} \text{ г}$. Собранные с помощью ракет образцы пыли выявили существование рыхлых частиц — агломератов из очень маленьких ($< 0,1 \text{ мкм}$) пылинок (частицы Браули). Большинство исследователей считает, что осн. источник межпланетной пыли — кометы. Недавние измерения пыли кометы Галлея на космич. аппаратах «Вега» и «Джотто» показали наличие широкого спектра масс пылинок (от 10^{-17} до 10^{-5} г) и, по-видимому, существование рыхлых ($\rho < 1 \text{ г/см}^3$) частиц. По измерениям на спутнике IRAS обнаружены пылевые следы комет, простирающиеся вдоль их орбит на десятки млн. км в обе стороны от ядра.

Ещё один компонент М. с. — энергичные заряд. частицы галактич. и солнечного происхождения. Галактич. космические лучи с энергией больше 10 МэВ/нуклон диффундируют из межзвёздной среды в область расширяющегося заматчиженного солнечного ветра. Скорость их диффузии определяется их жёсткостью, структурой межпланетного магн. поля и скоростью солнечного ветра. С изменением солнечной активности меняются скорость диффузии и интенсивность космич. лучей с энергией $< 3 \cdot 10^3 \text{ МэВ/нуклон}$ в Солнечной системе. Частицы большей энергии не подвержены влиянию солнечной активности. Солнечные энергичные заряд. частицы (солнечные космич. лучи) с энергиями обычно $\lesssim 100 \text{ МэВ}$ генерируются во время солнечных вспышек и в магн. ловушках активных областей. После вспышек они распространяются как вдоль силовых линий межпланетного поля, так и поперёк в результате диффузии на его неоднородностях. Из активных областей происходит утечка энергичных частиц с образованием рекуррентных потоков вдоль силовых линий межпланетного магн. поля. Энергичные частицы генерируются также на фронтах межпланетных ударных волн, как распространяющихся от Солнца по солнечному ветру, так и стоящих в солнечном ветре перед препятствиями — планетами.

Лит.: А к а с о ф у С. И., Ч е п м е н С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., М., 1975. О. Л. Вайсберг.

МЕЖУЗЕЛЬНЫЙ АТОМ (точечный дефект внедрения) — внедрённый в кристаллич. решётку избыточный (собственный или примесный) атом. Окружающие М. а. атомы (или ионы) смещаются из своих положений равновесия в узлах решётки и могут изменить зарядовое состояние. Эти смещения и перераспределение электронов определяются из условия минимума свободной энергии кристалла с М. а. Если смещения малы по сравнению с межатомным расстоянием, внедрённый атом занимает одно из междоузлий в решётке и является межузельным в буквальном смысле (напр., С в Fe). В др. случаях



внедрённый атом, вытесняя атом из угла, образует с ним т. н. гантель с центром тяжести в узле решётки (расщеплённое междоузлие). В границиентрированной кубич. решётке [ГЦК] ось гантели ориентирована обычно вдоль [100] (рис.), в объёмноцентриров. кубич. решётке (ОЦК) — вдоль [110]. Третья конфигурация М. а. — краудион. Собственные и примесные М. а. взаимодействуют друг с другом и с др. дефектами, образуя т. н. смешанные гантели и связанные пары Френкеля (вакансия и М. а.), скопления М. а. в виде дислокационных петель в недриения и др. Энергии образования разл. конфигураций М. а. мало различаются и составляют обычно неск. эВ. Энергии миграции значительно меньше, чем у вакансий, — сотые и десятые доли эВ. Поэтому М. а. подвижны даже при темп-ре $T < 80 \text{ К}$.

Лит.: Т о м п с о н М., Дефекты и радиационные повреждения в металлах, пер. с англ., М., 1971; Современная кристаллография, т. 2, М., 1979, гл. 5; С м и р н о в А. А., Теория сплавов внедрения, М., 1979. А. П. Орлов.

МЕЖЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ (ее-рассеяние) — процесс, при к-ром два электрона проводимости в металле и полупроводнике переходят из состояний с импульсами (в единицах \hbar) k_1 и k_2 в состояние с импульсами k'_1 и k'_2 в результате кулоновского взаимодействия. При М. р. происходит передача энергии \mathcal{E} и импульса k от одного электрона к другому, но полная энергия и импульс сохраняются: $\mathcal{E}_{k_1} + \mathcal{E}_{k_2} = \mathcal{E}_{k'_1} + \mathcal{E}_{k'_2}$ и $k_1 + k_2 = k'_1 + k'_2$. Исключение составляет так называемое М. р. с перебросом, когда $k_1 + k_2 = k'_1 + k'_2 + b$, где b — вектор обратной решётки (см. Переброса процессы). В отличие от них процессы с $b = 0$ наз. нормальными. В полупроводниках и полуметаллах, где $k \ll b$, М. р. с перебросом обычно запрещено, однако в металлах, где $k \sim b$, перебросы существуют.

Нормальные процессы М. р. устанавливают равновесие внутри электронного газа. Это означает, что любое неравновесное распределение электронов по импульсам $f(k)$, созданное внеш. воздействием, под влиянием М. р. трансформируется в т. н. смещённое фермиевское распределение:

$$f_F(k) = \left\{ \exp \left[\frac{\mathcal{E}k - \hbar kv - \mu_e}{T_e} \right] + 1 \right\}^{-1}. \quad (1)$$

Здесь T_e и μ_e — электронная темп-ра и электронный химический потенциал, v — скорость, с к-рой распределение как целое движется относительно кристалла (в системе координат, движущейся со скоростью v , f_F — обычное распределение Ферми с $T = T_e$). Если процессы переброса несущественны, то параметры T_e , μ_e , v определяются из законов сохранения числа частиц, энергии и импульса.

Распределение (1) устанавливается за время $\tau_{ee}(\mathcal{E})$, в к-рое энергия и импульс перераспределяются между всеми электронами (время релаксации). Для невырожденного электронного газа τ_{ee} определяется соотношением

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \alpha_B \frac{\mathcal{E}_B n}{(\hbar k)^2}; \quad \hbar k = (2m^* \mathcal{E})^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{E}_B = m^* e^4 / 2 \hbar^2 \epsilon^2$ — боровская энергия, m^* — эффективная масса электрона, ϵ — диэлектрич. проницаемость, n — плотность электронов. Для вырожденного электронного газа

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \alpha_F \frac{\mathcal{E}_B}{\hbar} \left(\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_F}{\mathcal{E}_F} \right)^2,$$

где \mathcal{E}_F — ферми-энергия. Численные множители α_B , α_F зависят от того, какое время релаксации (импульса или энергии), вычисляется.

Оценивая время τ_{ee} при $\mathcal{E} = kT_e$ или $\mathcal{E} - \mathcal{E}_F = kT_e$, можно найти время установления распределения f_F . Такое распределение устанавливается, только если $\tau_{ee} \ll \tau$ или $\bar{\tau}$, где τ и $\bar{\tau}$ — времена релаксации электронов по импульсу и по энергии при рассеянии (на дефектах решётки и фононах).

Роль М. р. в кинетич. явлениях иная, чем у рассеяния на дефектах и фононах. Так как М. р. не изменяет полные импульс и энергию, а только перераспределяет