

Рис. 2. Стандартная кривая распространённости нуклидов.

ми с образованием тяжёлых нуклидов вплоть до изотопов висмута и урана. Особый интерес в теории нуклеосинтеза представляет происхождение т. н. ободённых ядер. Это изотопы Se, Mo, Cd, La, Dy и др. элементов, к-рые оказываются в стороне от путей нейтронного захвата. Распространённость ободённых нуклидов примерно на два порядка меньше распространённости ядер, образующихся в процессах нейтронного захвата. Синтез ободённых ядер объясняют обычно ядерными реакциями с участием протонов ( $p, \gamma$ ), ( $p, n$ ) или слабыми взаимодействиями с участием нейтрино, возникающими при взрыве сверхновой. Не исключён также вклад в механизм их синтеза тройного деления ядер с вылетом обогащённых нейтронами лёгких заряд. частиц.

Несмотря на то, что состав большинства звёзд, галактик и межзвёздной среды в осн. следует стандартной кривой РН, существуют отклонения от неё, вызванные разл. физ. причинами. Старые звёзды, принадлежащие гало Галактики и шаровым звёздным скоплениям, содержат тяжёлых элементов в  $10-10^3$  раз меньше, чем Солнечная система. Это связано с хим. эволюцией галактик. Нек-рые группы звёзд содержат тяжёлые элементы в пропорциях, существенно отличающихся от стандартных распространённости, таковы, напр., т. н. суперметаллич. звёзды (бариевые, CNO и др.). Существуют также обогащённые и обеднённые гелием звёзды, звёзды с низким содержанием Ca. Звёзды с аномальным хим. составом составляют примерно 10% всех звёзд, находящихся вблизи гл. последовательности (см. Герцшпрунга — Расселла диаграмма) и имеющих темп-ру поверхности от 8000 до 20 000 К (см. Химически пекулярные звёзды).

Появились свидетельства в пользу того, что изотопный состав Солнечной системы также не является столь однородным, как казалось раньше. Открыты аномалии (большинство из них на уровне долей процента) в распространённости изотопов кислорода, неона, магния. Всё это указывает на многообразие процессов, сформировавших вещество звёзд, галактик и Солнечной системы.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Надёжж и Д. К., Распространённость элементов, в кн.: Физика космоса, 2 изд., М., 1986; Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1986; Крамаровский Н. М., Чечев В. П., Синтез элементов во Вселенной, М., 1987.

В. П. Чечев, Я. М. Крамаровский.

**РАСПЫЛЕНИЕ** твёрдых тел — разрушение твёрдых тел под действием бомбардировки их поверхности заряженными и нейтральными частицами (атомами, ионами, нейтронами, электронами и др.) и фотонами. Впервые наблюдалось как разрушение катода в газовом разряде (отсюда термин «к а т о д о е Р.»). Подукты Р. — ато-

мы, положит. и отрицат. ионы, а также нейтральные и ионизованные атомные и молекулярные комплексы (кластеры). Скорость Р. характеризуют полным коэф.  $K$ , равным ср. числу всех частиц, испущенных мишенью, приходящихся на одну бомбардируемую частицу, или парциальными коэффициентами. Кроме  $K$  (интегральная характеристика) процесс Р. определяется также дифференц. характеристиками: энергетич. распределением распылённых частиц, их угловым и зарядовым распределениями, распределением по состояниям возбуждения, по массам и др.

Различают неск. видов Р., отличающихся механизмом процесса Р.: столкновительное (физ., или ионное, Р.), к-рое доминирует в той области энергий бомбардирующих частиц, где преобладают упругие процессы (ядерное торможение); Р. за счёт неупругих процессов — в результате возбуждения и ионизации атомов твёрдого тела; хим. Р., к-рое возникает, если падающие частицы вступают в реакцию с атомами твёрдого тела, в результате чего на поверхности образуются летучие соединения. Возможны сочетания неск. механизмов Р.

Столкновительное распыление имеет место при передаче кинетич. энергии бомбардирующих частиц атомам мишени. Вследствие этого нек-рые атомы приобретают энергию, превышающую энергию связи  $U_s$  поверхностных атомов и покидают мишень. При энергиях  $\mathcal{E}_0$  бомбардирующих частиц ниже нек-рого порога  $\mathcal{E}_n$  Р. отсутствует ( $K = 0$ ). Величина  $\mathcal{E}_n$  при нормальном падении ионов на мишень (угол падения  $\theta = 0$ ) изменяется от  $4U_s$ , если массы ионов ( $M_n$ ) и атомов мишени ( $M_m$ ) близки ( $M_n \approx M_m$ ), до  $50U_s$ , если  $M_n \ll M_m$ .

По мере увеличения  $\mathcal{E}_0 > \mathcal{E}_n$  коэф.  $K$  возрастает, проходит через максимум, положение к-рого зависит от комбинации частица — мишень, и убывает (рис. 1).

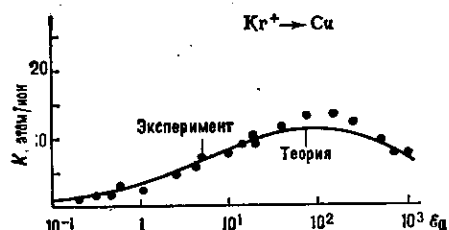


Рис. 1. Зависимость коэффициента распыления Cu от энергии бомбардирующих ионов  $Kr^+$ .

Типичные значения  $K$  — в максимуме от  $10^{-2}$  ат/ион (лёгкие ионы) до  $(1-5) \cdot 10$  ат/ион (тяжёлые ионы). Зависимость  $K$  от атомных номеров как бомбардирующих ионов  $Z_n$ , так и атомов материала мишени  $Z_m$  является немонотонной. В частности, зависимость от  $Z_m$  качественно такая же, как и зависимость обратной величины энергии сублимации  $\mathcal{E}_s$  распыляемого материала (рис. 2). При столкновит. Р. под действием нейтронов  $K \sim 10^{-4}-10^{-5}$  ат/ион. При увеличении угла  $\theta$  падения частиц на мишень  $K$  для поликристаллич. и аморфных мишеней растёт, проходит через максимум ( $\theta = 60-80^\circ$ ) и затем убывает. Для монокристаллич. мишеней на фоне возрастания  $K$  с  $\theta$  наблюдаются резкие его уменьшения, когда направление бомбардировки становится параллельным либо осям, либо плоскостям мишени с низкими кристаллографич. индексами (рис. 3).

Зависимость  $K$  от темп-ры  $T$  мишени обычно является слабой, если только  $T$  не близка к  $T_{пл}$  материала мишени либо если в исследуемом температурном интервале мишень не претерпевает фазовых переходов. В последнем случае  $K$  может резко изменяться в узком температурном интервале. Коэф.  $K$  может зависеть также и от флюенса облучения и от состояния облучаемой поверхности, в частности от размеров зёрен, текстуры поверхности, шероховатости.