($\sim 10^{-2}$ эВ) и $\Delta_{LS} \gg \Delta_{кр}$, так что внутрикристаллич. поле не может разорвать спин-орбитальную связь. Поэтому в кристаллах РЗМ и их соединений спиновой $\boldsymbol{S}$ и орбитальной $\boldsymbol{L}$ моменты редкоземельных ионов, так же как и у свободных ионов, связаны сильной спин-орбитальной связью и в образовании магн. момента в этих веществах участвуют как спиновые, так и орбитальные моменты.

Лит.: 1) Вонсовский С. В., Магнетизм, М., 1971, с. 130; 2) Brooks H., Ferromagnetic anisotropy and the itinerant electron model, «Phys. Rev.», 1940, v. 58, p. 909; 3) Киттель Ч., Введение в физику твердого тела, [пер. с англ.], М., 1978, с. 764; 4) Боровик Е. С., Мильнер А. С., Еременко В. В., Лекции по магнетизму, 2 изд., Хар., 1972, с. 60; 5) Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; 6) Крупичка С., Физика ферритов и родственных им магнитных окислов, пер. с нем., т. 2, М., 1976, с. 41; 7) Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики, М., 1965, с. 319. *С. А. Никитин.*

ЗАПА́ЗДЫВАНИЕ ТЕКУ́ЧЕСТИ (задержка текучести) — явление, к-рое характеризуется тем, что при мгновенном (очень быстром) приложении напряжения, превышающего предел текучести при статич. (очень медленном) нагружении, пластич. деформация возникает не тотчас, а по истечении нек-рого промежутка времени — т. н. З. т. Если напряжение снято до истечения периода З. т., остаточных деформаций не возникает, т. е. в течение периода З. т. материал деформируется упруго. Чем больше приложенное напряжение, тем меньше период З. т. Значение периода З. т. изменяется от неск. мс при напряжении порядка (и выше) статич. предела прочности до неск. мин при напряжениях порядка статич. предела текучести. Явление З. т. чётко выражено в материалах, у к-рых на диаграмме растяжения есть площадка текучести (см. *Предел текучести*). Изучение З. т. важно для оценки прочности конструкции при воздействии динамич. нагрузок (ударов, взрывов и т. п.). *В. С. Ленский.*

ЗАПА́ЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕ́НИЕ ЯДРА́. Для тяжёлых ядер, далёких от линий β-стабильности, энергия *бета-распада* может стать столь большой, что возбуждённое дочернее ядро делится. Возбуждённое дочернее ядро в этом случае является спонтанно делящимся изомером (см. *Деление ядер*). Период полураспада З. д. я. совпадает с периодом β-распада. З. д. я. открыто в 1965 Г. Н. Флёровым с сотрудниками (Дубна) и названо по аналогии с испусканием запаздывающих нейтронов из осколков деления. Оно обнаружено как для *нейтронно-дефицитных ядер* — ^{228}Np ($T_{1/2}$=1 мин), ^{232}Am ($T_{1/2}$=1,4 мин), ^{234}Am ($T_{1/2}$=2,6 мин), так и *нейтронно-избыточных ядер* — ^{236}Pa ($T_{1/2}$=9,1 мин), ^{238}Pa ($T_{1/2}$=2,3 мин). Сечение З. д. я., образующихся в реакциях с тяжёлыми ионами, оказалось небольшим ($\sim 10^{-34}$ см^2), т. е. вероятность З. д. я. мала ($\sim 10^{-9}$—10^{-10}). *Г. А. Пик-Пичак.*

ЗАПА́ЗДЫВАЮЩИЕ ПОТЕНЦИА́ЛЫ (в электродинамике) — потенциалы эл.-магн. поля, удовлетворяющие *причинности принципу*. Изменение значений потенциалов или полей в точке наблюдения $\boldsymbol{r}$ запаздывает по отношению к изменению источников поля, расположенных в точке $\boldsymbol{r}'$ на время $\Delta t = R/C \equiv |\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|/C$, необходимое для распространения возмущения из точки $\boldsymbol{r}'$ в $\boldsymbol{r}$, C — скорость распространения возмущений. З. п. впервые были введены при решении неоднородного *волнового уравнения*. Скалярный φ и векторный $\boldsymbol{A}$ *потенциалы электромагнитного поля* в вакууме в случае калибровки Лоренца (см. *Градиентная инвариантность*) описываются однотипными ур-ниями:

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho,$$

$$\Delta\boldsymbol{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\boldsymbol{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}, \qquad (1)$$

где источниками являются объёмные плотности электрич. заряда ρ и электрич. тока $\boldsymbol{j}$, а скорость распространения возмущений C совпадает со скоростью света в вакууме c. Две системы частных решений (1) отличаются знаком перед $\Delta t \equiv R/c$:

$$\varphi^{зап}(\boldsymbol{r}, t) = \int \frac{\rho(r', t-R/c)}{R}\,dv',$$
$$\boldsymbol{A}^{зап}(\boldsymbol{r}, t) = \frac{1}{c}\int \frac{j(r', t-R/c)}{R}\,dv', \qquad (2)$$

$$\varphi^{оп}(\boldsymbol{r}, t) = \int \frac{\rho(r', t+R/c)}{R}\,dv',$$
$$A^{оп}(\boldsymbol{r}, t) = \int \frac{j(r', t+R/c)}{R}\,dv'. \qquad (3)$$

Потенциалы (2) наз. запаздывающими, поскольку их изменение запаздывает по отношению к изменению источника. Потенциалы (3) наз. опережающими потенциалами. В задачах об излучении эл.-магн. поля заданными источниками опережающие потенциалы отбрасываются, как неудовлетворяющие принципу причинности. При заданном движении точечного заряда в вакууме обусловленные им З. п. выражаются *Льенара — Вихерта потенциалами*.

В случае полей, синусоидально зависящих от времени, при комплексной форме записи потенциалов [напр., $\varphi(\boldsymbol{r}, t) = \varphi_\omega(\boldsymbol{r})\exp(-i\omega t)$, ω — круговая частота] и источников, для исключения решений с опережающими аргументами обычно используют один из двух методов. Первый состоит в подчинении решений ур-ний типа (1) условиям излучения, напр. *Зоммерфельда условиям излучения*, к-рым должны удовлетворять потенциалы на больших расстояниях r от области источников, занимающих ограниченный объём:

$$\lim_{r\to\infty} r\left(\frac{\partial\varphi}{\partial r} - ik\varphi\right) = 0, \qquad (4)$$

где $k^2 = (\omega/c)^2$. Выполнение условий типа (4) обеспечивает перенос энергии от источника к удалённым от него точкам пространства. Второй метод исключения решений, соответствующих опережающим потенциалам, состоит во введении бесконечно малого поглощения в среде (метод, или принцип предельного поглощения).

В однородной среде без дисперсии, характеризующейся постоянными диэлектрической (ε) и магнитной (μ) проницаемостями, ур-ния (1) и решения (2), (3) для потенциалов получаются путём замены $c \to c/\sqrt{\varepsilon\mu}$; $\rho \to \rho/\varepsilon$, $\boldsymbol{j} \to \mu\boldsymbol{j}$; к ним применимы все принципы отбора решений, соответствующих З. п. В частности, принцип предельного поглощения сводится к замене $\varepsilon \to \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\mu \to \mu' + i\mu''$ ($\varepsilon'' \ll \varepsilon'$ $\mu'' \ll \mu'$).

При наличии частотной дисперсии в среде [$\varepsilon = \varepsilon(\omega)$, $\mu = \mu(\omega)$] волновое ур-ние не допускает записи типа (1). Что же касается отбора решений ур-ний для спектральных составляющих, то здесь введение малого поглощения в средах с аномальной дисперсией может иногда приводить к отбору решений соответствующих опережающим потенциалам. Такая ситуация имеет место в случае обратных волн, в к-рых фазовая и групповая скорости направлены в противоположные стороны.

В квантовой теории концепция З. п. переносится на соответствующие операторы потенциалов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984. *М. А. Миллер, Е. В. Суворов.*

ЗАПА́С ПРО́ЧНОСТИ в сопротивлении материалов — характеристика состояния сооружения или его элемента в отношении сопротивления их разрушению. Численное значение З. п. определяется коэф. З. п. В зависимости от метода расчёта различают след. коэф. З. п. Коэф. З. п. по напряжению — отношение допустимого напряжения (предела прочности, предела текучести, предела выносливости при переменных нагрузках) к наиб. напряжению при заданном типе нагрузок. Выбор в качестве предельного напряжения предела прочности или текучести материала зависит от его свойств — от хрупко-