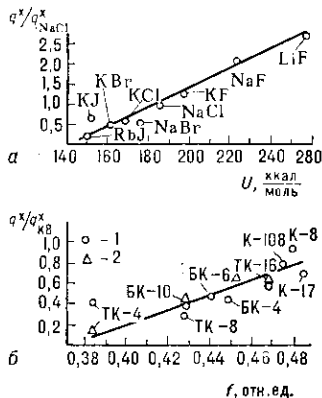


(ширины запрещенной зоны) кристаллов и степени связности полимерного каркаса стёкол (рис. 2). Порог разрушения среды с температурной зависимостью коэф. поглощения вида  $\chi(T) = \chi_0 \exp(-T^x/T)$  определяется по ф-ле

$$q^x(R) = \frac{T^x \chi}{\alpha(R) R} \left[ \ln \frac{\chi_0 R}{\alpha(R)} \right]^{-1},$$

где  $R$  — размер неоднородности,  $\alpha(R)$  — поглощательная способность неоднородности,  $\chi$  — теплопро-

Рис. 2. Относительный порог разрушения щелочно-галогидных кристаллов и стёкол в зависимости от энергии связи  $U$  кристаллической решётки и степени связности кремнекислородного каркаса  $f$ :  $a$  — импульс длительностью 30 пкс,  $d=6,6$  мкм, фокусировка в объём;  $b$  — импульс длительностью  $2 \cdot 10^{-3}$  с,  $d=300$  мкм, фокусировка в объём (1) и импульс длительностью  $10^{-6}$  с,  $d=300$  мкм, фокусировка на поверхность (2).

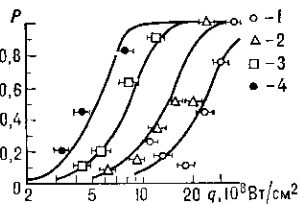


водность матрицы,  $T^x$  — характерная для конкретного материала темп-ра. Так, напр., для полупроводников, прозрачных в ИК-области спектра,  $\chi_0 \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ , а  $T^x$  равна половине ширины запрещенной зоны, выраженной в градусах. Для диэлектриков, прозрачных в видимой области,  $\chi_0$  и  $T^x$  — формальные параметры, описывающие температурный рост поглощения за счёт термич. разложения материала. Измеренные значения  $T^x$  и  $\chi_0$  для нек-рых материалов приведены в таблице. Разрушение материалов, содержащих поглощающие технол. дефекты микронных размеров,

	Стекло К8	Плавленный кварц	Двуокись титана
$T^x, \text{ К}$ . . . . .	$38 \cdot 10^3$	$72 \cdot 10^3$	$14,5 \cdot 10^3$
$\chi_0, \text{ см}^{-1}$ . . . . .	$10^{10}$	$4 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^7$
Температурный интервал, $^\circ\text{С}$ . . . . .	1500—1700	2400—2600	1200—1800

не связано со стадией тепловой неустойчивости, а обусловлено возникновением трещин за счёт термонапряжений в окрестности дефекта. Л. п. таких материалов составляет  $10^3\text{—}10^6 \text{ Вт/см}^2$ . Поскольку Л. п. зависит от размера ПН, она перестаёт быть определенной величиной, если в среде содержатся ПН разного размера, и характеризуется вероятностью пробоя в данных условиях (рис. 3). Для матем. описания пробоя

Рис. 3. Вероятность оптического пробоя поверхности стекла К8 в зависимости от плотности светового потока при различных площадях пятен  $S$ : 1 —  $S=1,8 \text{ мм}^2$ ; 2 —  $7,3 \text{ мм}^2$ ; 3 —  $30 \text{ мм}^2$ ; 4 —  $120 (130) \text{ мм}^2$ .



в этом случае используют статистич. методы. Л. п. элементов силовой оптики из металлов также ограничивается присутствием ПН, инициирующих локальное плавление и испарение поверхности. С наличием неоднородности часто связано возбуждение поверхностных электромагнитных волн и локализованных

плазмонов, вследствие чего падает коэффициент отражения металла и резко возрастает скорость нагрева поверхности.

Лит.: Данилейко Ю. К. и др., Поверхностное разрушение кристаллов, рубина лазерным излучением, «ЖТФ», 1970, т. 58, с. 31; Аleshin И. В. и др., Оптический пробой прозрачных сред, содержащих микронеоднородности, «ЖТФ», 1978, т. 70, с. 1214; Либенсон М. Н., Плазменно-химическая модель оптического пробоя прозрачных диэлектриков, «Письма в ЖТФ», 1977, т. 3, с. 446; Бессараб А. В. и др., Статистические закономерности поверхностного разрушения оптического стекла под действием широких пучков лазерного излучения, «Квантовая электроника», 1977, т. 4, № 2, с. 328; Глебов Л. Б. и др., Новые представления о собственном оптическом пробое прозрачных диэлектриков, «ДАН СССР», 1986, т. 287, № 5, с. 1114.

А. А. Имас.

**ЛУЧЕВАЯ СКОРОСТЬ** астрономического объекта ( $v_r$ ) — составляющая его пространственной скорости вдоль луча зрения (скорость изменения расстояния между объектом и наблюдателем). Оценки Л. с. служат важнейшим источником информации о физ. и кинематич. характеристиках астр. объектов и их систем, а в случае достаточно удалённых галактик — и о расстояниях до них (см. *Расстояний шкала* в астрономии).

Измерение Л. с. в астрономии опирается почти исключительно на *Доплера эффект*, связывающий значение  $v_r$  с характеристикою спектра объекта — параметром смещения  $z = (\lambda_0 - \lambda_e) / \lambda_e$ , где  $\lambda_0$  — длина волны к.-л. детали спектра (обычно узкой линии) в системе отсчёта наблюдателя,  $\lambda_e$  — длина волны этой детали в системе отсчёта источника. При  $v_r \ll c$  ( $c$  — скорость света) справедливо линейное соотношение  $v_r/c \approx z$ . В общем случае зависимость  $v_r$  от  $z$  имеет более сложный вид (см. *Красное смещение*).

В принципе возможно восстановление распределения пространственных скоростей объектов по заданному распределению их Л. с. при условии, что первое распределение, даже будучи неизотропным, сохраняет свой вид в разл. точках пространства (В. А. Амбарцумян, 1935). На практике это применимо лишь к окрестности Солнца в Галактике. Л. с. ближайших к Солнцу звёзд составляют десятки км/с, они обусловлены хаотич. движением звёзд относительно систематич. (среднего) движения — дифференц. вращения Галактики (на расстоянии Солнца от центра Галактики скорость вращения  $\approx 250 \text{ км/с}$ ). По контурам линий в спектрах звёзд, зависящим от лучевых скоростей атомов, удаётся рассчитать также (при соответствующих предположениях) полную скорость теплового и турбулентного движений атомов в звёздных атмосферах и сделать вывод о возможных упорядоченных движениях (напр., истечения вещества или круговом движении в газовом диске). Осевое вращение звёзд вызывает характерное «тарелкообразное» уширение спектральных линий (Г. А. Шайн, О. Струве, 1929); измеренная на основании этого эффекта экваториальная скорость вращения звёзд достигает  $\approx 400 \text{ км/с}$ .

В интегральных спектрах звёздных систем (шаровых звёздных скоплений, центральных областей галактик и др.) ширина линий определяется дисперсией скоростей звёзд вдоль луча зрения. Знание дисперсии скоростей в изолированных системах позволяет на основании *вириала теоремы* оценить массу систем (А. Эйнштейн, 1924). Анализируя изменения Л. с. по видимым в проекции дискам галактик, можно определить характеристики вращения галактик и тем самым — радиальное распределение массы в них. Аналогичным образом, путём анализа эмиссионного спектра отд. участков объекта, изучается кинематика газовых туманностей.

Согласно *Хаббла закону* (1929), смещение  $z$  линий в спектрах достаточно удалённых галактик связано с расстоянием до них  $D$  соотношением  $z \approx (H_0/c) \cdot D$ , где  $H_0 \approx 75 \text{ км/с} \cdot \text{Мпк}$  — параметр Хаббла. Механизм этого т. п. красного смещения связывают с эф-