

концентратора напряжений α_{σ} быстро затухает, как и в случае изотропной среды. Так, напр., α_{σ} в точке А (рис. 3) эллиптич. отверстия, находящегося в неогранич. ортогрозной пластинке, характеризуемой упругими константами β_1 и β_2 , определяется по ф-ле

$$\alpha_{\sigma} - \sigma_{\max}/\rho - 1 + (\beta_1 + \beta_2) \sqrt{a/\rho}. \quad (3)$$

Для изотропной среды $\beta_1 = \beta_2 = 1$ и

$$\alpha_{\sigma} = 1 + 2 \sqrt{a/\rho}. \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует, что в случае малых отверстий номинальным напряжением σ_n будут напряжения ρ в соответствующей точке неослабленной пластинки, находящейся под действием той же системы внеш. усилий, что и ослабленная данным отверстием пластинка.

Различают теоретический коэф. К. н., определяемый методами классич. теории упругости [ф-лы (1), (3)], и техн. коэф. К. н., учитывающий структуру и пластич. свойства материала. Коэф. К. н. зависит гл. обр. от радиуса кривизны поверхности концентратора в окрестности точки с наиб. напряжением; при неогранич. уменьшении радиуса кривизны теоретич. коэф. К. н. неограниченно возрастает, что не подтверждается экспериментально. Поэтому при малых ρ величина α_{σ} условная, т. к. в зоне К. н. перемещения не являются малыми, и при сравнимых с величиной кристалла (для кристаллич. материалов) теряет силу основное допущение теории упругости — гипотеза идеальной сплошности среды. Эксперименты по определению предела выносливости образцов с выточками показывают, что существует предельное значение ρ для выточек, после уменьшения к-рого не наблюдается уменьшения предела выносливости образца. Так, для мягкой стали таким радиусом будет $\rho \approx 0,5$ мм, для алюминия $\rho \approx 0,1-0,15$ мм. Техн. коэф. К. н. определяется экспериментально и всегда остаётся ограниченным.

К. н. часто является причиной возникновения и развития усталостных трещин, а также статич. разрушения деталей из хрупких материалов. Внесение концентратора напряжений вызывает также снижение предела усталости образца и смещение кривой усталости. Отношение предела усталости образца без К. н. (σ_{-1} или τ_{-1}) к пределу усталости образца с К. н. (σ_{-1k} или τ_{-1k}), имеющего такие же абсолютные размеры сечений, как и первый, наз. эффективным коэф. К. н. (k_{σ} или k_{τ}): $k_{\sigma} = \sigma_{-1}/\sigma_{-1k}$; $k_{\tau} = \tau_{-1}/\tau_{-1k}$. Коэф. k_{σ} и k_{τ} обычно меньше, чем теоретич. коэф. α_{σ} и α_{τ} . Для количественной оценки этой разницы вводятся коэффициенты чувствительности материала к К. н.: $q_{\sigma} = (k_{\sigma} - 1)/(\alpha_{\sigma} - 1)$; $q_{\tau} = (k_{\tau} - 1)/(\alpha_{\tau} - 1)$. Чувствительность детали к К. н. зависит прежде всего от свойств материала, из к-рого она изготовлена.

Большинство решений о распределении напряжений в местах концентрации относится к плоским задачам теории упругости и пластичности или получено на основе упрощающих гипотез теории пластин и оболочек. Поэтому К. н. изучается в основном экспериментально (методом фотоупругости, тензометрирования и др.). В последние годы исследован ряд пространственных задач К. н. методом «замораживания» деформаций (см. Поляризационно-оптический метод). Для уменьшения или устранения К. н. применяются разгружающие надрезы, усиления края отверстий и вырезы рёбрами жёсткости, накладками и др., а также упрочнение материала в зоне К. н. разл. способами технол. обработки.

Лит.: Нейбер Г., Концентрация напряжений, пер. с нем., М.—Л., 1947; Савин Г. Н., Распределение напряжений около отверстий, К., 1968; Серенсен С. В., Сопrotивление материалов усталостному и хрупкому разрушению, М., 1975; Методы расчета оболочек, т. 1 — Теория тонких оболочек, ослабленных отверстиями, К., 1980.

Г. Н. Савин, В. И. Сивченко.

или более центров, поглотивших кванты возбуждающего оптич. излучения, одному центру люминесценции. К. л. является одним из видов антистоксовой люминесценции и позволяет преобразовать более длинноволновое (обычно ИК) излучение в более коротковолновое (напр., в видимый свет). Она обнаружена экспериментально П. П. Феофиловым и В. В. Овсянниковым (1966) и одновременно и независимо Ф. Озелем (Ph. Auselle) (на разл. кристаллах с трёхвалентными редкоземельными ионами).

К. л. наблюдается при оптич. возбуждении особых, т. н. кооперативных, люминофоров. Специально подобранные пары редкоземельных ионов (Yb^{3+} и Er^{3+} ; Yb^{3+} и Ho^{3+} ; Yb^{3+} и Tm^{3+} ; Yb^{3+} и Tb^{3+} и др.), один из к-рых служит сенсibilизатором (обычно Yb^{3+}), а другой — активатором, внедряются в кристаллич. матрицы и стёкла. При возбуждении люминофора ИК-излучением в ближней ИК-области спектра (узкие полосы с длиной волны 0,9+1,1 мкм и 1,4+1,6 мкм) возникает свечение в красной, зелёной и даже синей областях спектра. К. л. (менее эффективная) наблюдается и в отсутствие ионов сенсibilизатора.

Перенос энергии от одного или более возбуждённых оптич. центров к аккумулярующему центру осуществляется путём резонансной миграции энергии. Увеличение интенсивности возбуждения обычно приводит к росту эффективности К. л. η , типичные значения к-рой достигают 0,1—1% (для лучших совр. кооперативных люминофоров $YOC1: Yb^{3+}, Er^{3+}$ и $NaYF_4: Yb^{3+}, Er^{3+}$) при плотности возбуждения $I \approx 10^3$ Вт/см². Однако при более высоких I величина η стремится к предельным значениям, составляющим 10—20%.

Эти нелинейные свойства К. л. хорошо описываются кинетич. ур-ниями детального баланса для концентраций возбуждённых ионов с учётом вероятностей разл. процессов их возбуждения и релаксации. Взаимосвязь вероятностей прямых и обратных процессов (напр., коэф. поглощения возбуждающего излучения и времён жизни возбуждённых состояний) принципиально ограничивают величину η . Дополнит. потери энергии возникают из-за внутрицентральной многофононной релаксации, приводящей к существ. уменьшению энергии квантов свечения по сравнению с удвоенной (или утроенной) энергией квантов возбуждающего излучения. Сложная система уровней энергии редкоземельных ионов и участие фононов решётки в процессе переноса электронного возбуждения приводят к сосуществованию разл. каналов кооперации и релаксации электронных возбуждений, отност. вклад каждого из них сильно зависит от параметров решётки, концентрации рабочих ионов и темп-ры, поэтому детальное объяснение механизма К. л. встречает существ. трудности.

Кинетика послесвечения (в т. ч. нач. разгорание свечения после прекращения возбуждения), сверхлинейная зависимость яркости свечения от концентрации рабочих ионов (при малых её значениях), а также тонкая структура спектров возбуждения позволяют однозначно отделить К. л. от рассмотренного (1959) Н. Бломбергом (N. Blombergen) и независимо Дж. Вебером (J. Weber) менее эффективного процесса последоват. поглощения неск. квантов в одном и том же центре свечения (квантовые счётчики). Вместе с тем возможны разл. механизмы К. л., а именно: последовательная сенсibilизация, т. е. последовательный перенос энергии от двух или более оптич. центров (обычно ионов сенсibilизатора) к иону активатора; кооперативная сенсibilизация, т. е. одноврем. передача энергии от двух или более центров одному центру; кооперативное испускание одного кванта двумя или более ионами (напр., двумя ионами Yb^{3+}), к-рые с учётом их взаимодействия образуют единую квантовомеханич. систему. Все три механизма наблюдаются на опыте, но макс. эффективность преобразования обеспечивают лишь люминофоры с последовательной сенсibilиза-