

ниже — живёт неограниченно долго. Это значение σ_0 можно считать прочностным пределом (табл.).

Некоторые значения предела прочности на растяжение, кгс/мм² (1 кгс/мм² = 10 МН/м²)

	σ_0	σ_0/E
Графит (нитевидный кристалл)	2400	0,024
Сапфир (нитевидный кристалл)	1500	0,028
Железо (нитевидный кристалл)	1300	0,044
Тяннутая проволока из высокоуглеродистой стали	420	0,02
Тяннутая проволока из вольфрама	380	0,009
Стекловолокно	360	0,035
Мягкая сталь	60	0,003
Нейлон	50	

Время τ затрачивается на ожидание термофлуктуаций, зарождения микротрещин и на их рост до критич. размера r_c . Когда к образцу прикладывают напряжение σ , он деформируется сначала упруго, затем пластически, причём около структурных неоднородностей, имевшихся в исходном состоянии или возникших при пластич. деформации, образуются большие локальные напряжения (напр., в кристаллах — в результате скопления дислокаций). В этих местах зарождаются микротрещины. Их концентрация может быть очень большой (напр., в нек-рых ориентиров. полимерах до 10^{15} трещин в 1 см³). Однако их размеры, определяемые масштабом структурных неоднородностей, значительно меньше r_c . Под пост. напряжением размеры и концентрация трещин растут медленно и тело не разрушается, пока случайно (напр., в результате последоват. сближения близко расположенных соседних трещин) одна из них не достигнет до критич. размера. Поэтому при создании прочных материалов следует заботиться не столько о том, чтобы трещины не зарождались, сколько о том, чтобы они не росли.

Случайное распределение структурных неоднородностей по объёму образца, по размерам и по степени прочности и случайный характер термич. флуктуаций приводят к разбросу значений долговечности (а также предела П. т. т. σ_0) при испытании одинаковых образцов при заданных значениях σ и T . Вероятность встретить в образце «слабое» место тем больше, чем больше его объём. Поэтому П. т. т. (разрушающее напряжение) малых образцов (напр., тонких нитей) выше, чем больших из того же материала (т. н. масштабный эффект). Участки с повышенным напряжением, где легче зарождаются микротрещины, встречаются чаще у поверхности (выступы, царапины). Поэтому полировка поверхности и защитные покрытия повышают П. т. т. Напротив, в агрессивных средах П. т. т. понижена.

Лит.: Гуль В. Е., Структура и прочность полимеров, 3 изд., М., 1978; Разрушение, пер. с англ., т. 1, М., 1973; Регель В. Р., Слудкер А. И., Томашевский Э. Е., Кинетическая природа прочности твердых тел, М., 1974.

А. Н. Орлов.

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ — низкотемпературный механизм проводимости в полупроводниках, при к-ром перенос заряда осуществляется путём квантовых туннельных переходов («прыжков») носителей заряда между разл. локализованными состояниями. Прыжки сопровождаются поглощением или излучением фононов. Наиб. изучена П. п. в слаболегированном кристаллич. полупроводнике, где происходит туннелирование между примесными электронными состояниями, а также в аморфных и стеклообразных полупроводниках, в к-рых носители заряда туннелируют между локализов. состояниями хвоста плотности состояний в квазизапрещённой зоне.

Слаболегированным наз. кристаллич. полупроводник (для определённости n -типа), в к-ром концентрация доноров N_d мала по сравнению с концентрацией, при к-рой происходит переход металл — диэлектрик. В таких случаях перекрытие электронных оболочек соседних доноров мало. Поэтому каждый донор можно рассмат-

ривать как водородоподобный атом, внеш. электрон к-рого находится на расстоянии борковского радиуса $a = 0,5 \cdot 10^{-8}$ см и имеет энергию связи с ядром $\mathcal{E}_{св} \sim 13,6$ эВ. В таких полупроводниках переход к П. п. происходит при низких темп-рах ($T \sim 10$ К), когда вероятность термоактивации электрона донора в зону проводимости (для определённости рассматриваем полупроводник n -типа) становится много меньше вероятности его туннелирования на соседний незапятнанный донор. На графике зависимости логарифма проводимости δ от $1/T$ этому переходу соответствует излом (энергия активации проводимости меняется от $\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_c$ до \mathcal{E}_a , равной по порядку величины ширине примесной зоны \mathcal{E}_c — дно зоны проводимости).

Т. к. электрон может прыгать только с занятого донора на свободный, необходимым условием П. п. является наличие свободных мест в примесной зоне, к-рое при низких темп-рах может быть обеспечено лишь компенсацией, т. е. введением акцепторной примеси, забирающей часть электронов с доноров.

Модель сетки сопротивлений. При термодинамич. равновесии частоты Γ_{ij} туннельных переходов электрона с донора i на донор j и обратно (Γ_{ji}) равны между собой и определяются соотношением

$$\Gamma_{ij} = \gamma_0 \exp(-\xi_{ij});$$

$$\xi_{ij} = \frac{2r_{ij}}{a} + \frac{\mathcal{E}_{ij}}{kT}. \quad (1)$$

Здесь $\gamma_0 \approx 10^{12}$ Гц (частота порядка фоновой), r_{ij} — расстояние между донорами, a — радиус локализации волновой ф-ции электрона,

$$\mathcal{E}_{ij} = \begin{cases} (\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_j) - \frac{e^2}{\epsilon} & \text{при } (\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_F)(\mathcal{E}_j - \mathcal{E}_F) < 0, \\ \max(|\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_F|, |\mathcal{E}_j - \mathcal{E}_F|) & \text{при } (\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_F)(\mathcal{E}_j - \mathcal{E}_F) > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь $\mathcal{E}_i, \mathcal{E}_j$ — энергии электрона на донорах, ϵ — диэлектрич. проницаемость. Первое слагаемое в (1) связано с зависимостью от r_{ij} матричного элемента электронно-фононного взаимодействия, второе — с малой вероятностью найти фонон с энергией больше kT , необходимый для перехода.

Внеш. электр. поле E нарушает баланс между Γ_{ij} и Γ_{ji} по двум причинам: 1) за счёт действия самого поля и за счёт изменения зарядового состояния соседних примесей меняются энергии доноров, а с ними и энергия фонона, необходимого для прыжка; 2) поле, перераспределяя электроны, меняет средние по времени числа заполнения доноров, что можно описать введением для каждого донора локального квазиуровня Ферми $\mathcal{E}_F^i, \mathcal{E}_F^j$. В результате между донорами возникает электр. ток, пропорциональный электр. полю E (линейное приближение):

$$I_{ij} = (U_i - U_j) / R_{ij}, \quad (3)$$

где $U_i = -(Er_i + \mathcal{E}_F^i/e)$ — электр. потенциал. Можно показать, что

$$R_{ij} = \frac{kT}{e^2 \gamma_0} \exp \xi_{ij}. \quad (4)$$

Т. о., задача о вычислении прыжковой электропроводности полупроводника сводится к задаче о проводимости эквивалентной сетки сопротивлений (сетки Миллера и Абрахамса), узлы к-рой соответствуют локализованным состояниям (донорам), а сопротивления, включённые между узлами, задаются (4).

Важнейшим свойством сетки Миллера и Абрахамса является экспоненциально широкий разброс входящих в неё сопротивлений: для слаболегированного полупроводника значения только первого слагаемого в (1) для доноров, отстоящих на среднем и двух средних расстояниях, отличаются примерно в 10, а соответствующ-