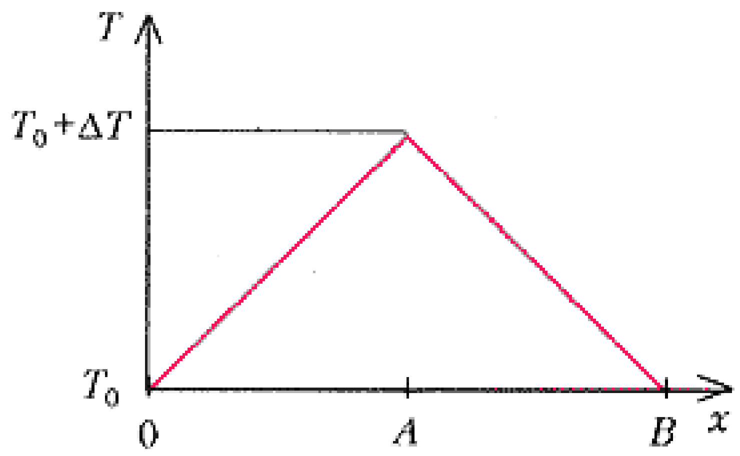

Рис. 2

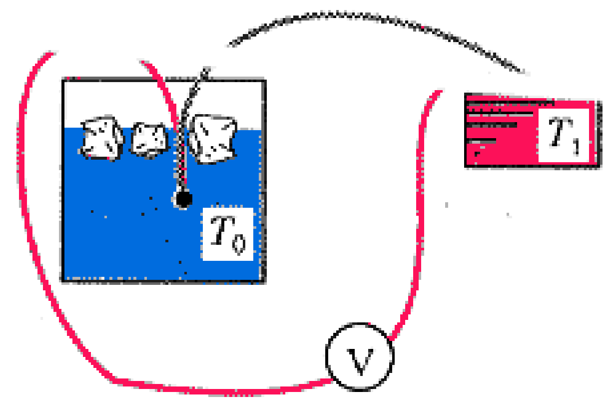

Рис.3

α_2. Действительно, рассмотрим два проводника из разных материалов, контакт которых находится при температуре $T_0 + \Delta T$, а другие концы поддерживают при одной и той же температуре T_0. При этом разность температур между концами равна ΔT (рис.2). Для упрощения последующих выкладок предположим, что α не зависит от температуры. (В действительности эта зависимость нелинейна, и ее обычно описывают кубическим полиномом.) Тогда работа сторонней силы, действующей на заряд q, есть $-qE_T L$. Как известно из школьного курса физики, электродвижущая сила $\mathcal{E}$ равна работе сторонних сил по перемещению единичного заряда, поэтому

$$\mathcal{E} = (E_{T1} - E_{T2})L = \\ = (\alpha_1(\Delta T/L) - \alpha_2(\Delta T/L))L = \\ = (\alpha_1 - \alpha_2)\Delta T.$$

Тем, кто знаком с интегрированием, можно предложить вывод, пригодный для произвольного закона распределения температур вдоль проводника (при желании нетрудно учесть и зависимость $\alpha(T)$):

$$\mathcal{E} = \int_0^B E_T dx = \\ = \int_0^A \alpha_1(dT/dx)dx + \int_A^B \alpha_2(dT/dx)dx = \\ = \alpha_1\Delta T - \alpha_2\Delta T = (\alpha_1 - \alpha_2)\Delta T.$$

Независимость термоэдс от распределения температур в проводнике используют в простейшем приборе для измерения температур — термопаре. Состоит термопара из трех последовательно соединенных проводников, причем крайние сделаны из одного и того же материала. Один из контактов располагают на исследуемом объекте, а другой поддерживают при некоторой известной температуре, например помещают в сосуд со льдом (рис.3). Свободные концы термопары соединяют с вольтметром. Перед измерением термопары градуируют, т.е. определяют, какая термоэдс возникает между «холодным» и «горячим» спаями при перепаде температур в один градус. Например, для пары медь — константан (так называют специальный сплав на основе меди) $\alpha_1 - \alpha_2 = 39$ мкВ/К при температуре 0 °С.

Сделаем одно важное обобщение. Понятно, что температура тонкого проводника (проволочки) может существенно меняться только вдоль него. Количественной характеристикой такого распределения служит перепад температур на единицу длины. А как охарактеризовать распределение температур в массивном теле, когда температура по-разному меняется в разных направлениях? В этом случае вводят специальный вектор, который называют градиентом температур. Направление этого вектора совпадает с направлением максимального роста температуры в теле, а его составляющие указывают изменение температуры на единицу длины вдоль каждой из координатных осей.

Теперь мы можем попытаться понять, что такое анизотропный термоэлемент. Зададим себе странный, на первый взгляд, вопрос: возможно ли возникновение разности потенциалов, поперечной градиенту температур? Заметим, что до сих пор у нас разность потенциалов возникала только вдоль градиента температур. Еще в 1857 году известный английский физик У.Томсон (лорд Кельвин, 1824 – 1907) ответил на него утвердительно. Существуют среды, в которых термоэлектрическое поле может не совпадать по направлению с градиентом температур. Это так называемые термоэлектрически анизотропные среды. В таких средах коэффициент термоэдс зависит от направления. Чтобы понять, в чем тут дело, обратимся к средам с анизотропией электропроводности (свойства таких сред были описаны в статье С.Лыкова и Д.Паршина «Симметрия, анизотропия и закон Ома» в «Кванте» №10 за 1989 г.). Оказывается, что если электропроводность в разных направлениях различна, то вектор плотности тока и поле, вообще говоря, ориентированы под углом друг к другу. Закон Ома в этом случае имеет вид

$$\vec{j} = \hat{\sigma}\vec{E}. \qquad (4)$$

Здесь $\hat{\sigma}$ уже не скаляр, а физическая величина, учитывающая то, что электропроводность тела в разных направлениях различна. Эту величину называют тензором электропроводности. Если в теле с изотропными электрическими свойствами направления электрического поля и тока совпадают, то в общем случае это не так. Тензор электропроводности описывает анизотропию проводимости в проводнике и осуществляет поворот вектора плотности $\vec{j}$ относительно вектора напряженности электрического поля $\vec{E}$. Рассмотрим для примера проводящую плоскость, у которой электропроводности в продольном и поперечном направлениях не совпадают. Тогда формулу (4) можно представить в развернутом виде:

$$j_x = \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y, \\ j_y = \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y. \qquad (5)$$

В отличие от векторов плотности тока и напряженности поля, у которых в нашем примере по две составляющие, у тензора их четыре — σ_{xx}, σ_{xy}, σ_{yx}, σ_{yy}. Для того чтобы повернуть такой вектор, надо, как это видно из формул (5), специальным образом преобразовать каждую его составляющую. Обычный случай изотропной электропроводности соответствует тому, что $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma$ и $\sigma_{xy} = \sigma_{yx} = 0$. При всей сложности понятия тензора, есть одно упрощающее обстоятельство. Оказывается, существуют выделенные направления, их называют главными осями тензора, при выборе которых в качестве осей координат уравнения (5) становятся особенно простыми:

$$j_x = \sigma_\parallel E_x + 0, \\ j_y = 0 + \sigma_\perp E_y. \qquad (6)$$

Величины $\sigma_\perp$ и $\sigma_\parallel$ называют главными значениями тензора электропроводности. Как видно из ри-