В рамках алгебраич. методов распределение $\mu(x, y)$ ищут в виде квадратной матрицы из n столбцов и n строк элементарных ячеек с постоянной, в пределах ячейки, рентг. плотностью μ. Осн. ур-ние принимает вид:

$$p_i = \sum_{i=1}^{N} \alpha_{ij}\mu_i,$$

где α_{ij} — весовой коэф., отражающий вклад i-й ячейки в j-ю лучевую сумму; N — общее число ячеек в изображении (для круглого объекта).

Аналитич. методы реконструкции наиболее строги, они базируются на преобразованиях Фурье, обычно их разделяют на 2 группы, отличающиеся процедурой решения: двумерная реконструкция Фурье и обратная проекция с фильтрацией. В последнем случае применимы 3 разновидности фильтрации: Фурье, по Радону и свёрткой.

К достоинствам метода компьютерной Т. относится то, что томографич. изображение представляет объективное распределение величины линейного коэф. ослабления излучения по воспроизводимому сечению. Это создаёт предпосылки для автоматизации расшифровки результатов и анализа контролируемых объектов. Получаемое изображение данного сечения не имеет теней или помех от структур, неоднородностей и деталей, содержащихся в др. слоях объекта. Высокая точность измерений и вычислений позволяет при анализе изображений различать вещества и ткани, весьма мало отличающиеся друг от друга по плотности. Совр. средства компьютерной Т. обеспечивают пространственное разрешение 0,5—0,2 мм; продольное разрешение соответствует толщине слоя (обычно 5—10 мм); разрешение по плотности контролируемого вещества (тканей) доведено до 0,1%.

Лит.: Хермен Г., Восстановление изображений по проекциям. Основы реконструктивной томографии, пер. с англ., М., 1983; Вайнберг Э. И., Клюев В. В., Курозаев В. П., Промышленная рентгеновская вычислительная томография, в кн.: Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Справочник, под ред. В. В. Клюева, 2 изд., т. 1, М., 1986. *Н. А. Валюс.*

ТОМОНА́ГА — ШВИ́НГЕРА УРАВНЕ́НИЕ — основное уравнение движения в *квантовой теории поля*, к-рое обобщает *Шрёдингера уравнение* и, в частности, является исходным пунктом для построения *матрицы рассеяния*.

Сразу же после открытия *квантовой механики* начались попытки расширить её на релятивистскую область. На этом пути возникла принципиальная трудность, связанная с тем, что в формализме квантовой механики (и в исходном для неё гамильтоновом методе, и в ур-нии Шрёдингера) время играет существенно выделенную роль. С др. стороны, в теории относительности время и пространственные координаты должны выступать совершенно симметрично, как компоненты одного 4-вектора.

Чтобы найти релятивистское обобщение ур-ния для эволюции состояний, потребовалось понять, что нерелятивистское время выступает как бы в двух разл. ипостасях, к-рые при релятивистском обобщении расщепляются. С одной стороны, это индивидуальное время события — именно это время должно быть симметрично координатам; с другой — оно служит общим «мировым» временем, упорядочивающим события в пространственно разнесённых точках. Релятивистским обобщением этой второй функции времени может служить любая совокупность взаимно пространственноподобных точек, такая, что любая времениподобная *мировая линия* включает одну и только одну точку этой совокупности. Такой совокупностью является пространственноподобная гиперповерхность $\sigma(x)$.

Временна́я эволюция системы состоит в переходе от характеристики системы на одной такой гиперповерхности к другой. При квантовом описании состояния системы характеризующая его *волновая функция* (или, как говорят, амплитуда состояния) $\Psi[\sigma]$ должна быть функционалом от гиперповерхности $\sigma(x)$, и, следовательно, релятивистское волновое ур-ние должно иметь форму ур-ния в вариационных производных

$$i\hbar\frac{\delta\Psi[\sigma]}{\delta\sigma(x)} = H(x/\sigma)\Psi[\sigma], \qquad (*)$$

к-рое выражает изменение амплитуды состояния $\Psi[\sigma]$ при бесконечно малом изменении $\delta\sigma(x)$ гиперповерхности σ в окрестности 4-точки x. Здесь $H(x/\sigma)$ — плотность гамильтониана (кратко наз. *гамильтониан*) в точке x, лежащей на σ. Обычно Т.— Ш. у. применяют во *взаимодействия представлении*, тогда в H входит только гамильтониан взаимодействия H_{int}. Условием совместности ур-ний, получающихся при выборе для варьирования на одной σ разных точек x и y, является локальная коммутативность гамильтонианов в пространственноподобных точках:

$$[H(x), H(y)]_- = 0 \text{ для } x \sim y.$$

Ур-ние (*) в описанной форме было независимо введено С. Томонага (S. Tomonaga, 1946) и Ю. Швингером (J. Schwinger, 1948) и послужило основой для построения инвариантной *возмущений теории*.

Лит.: Tomonaga S., On a relativistically invariant formulation of the quantum theory of wave fields, «Prog. Theor. Phys.», 1946, v. 1, p. 27; Schwinger J., «Phys. Rev.», 1948, v. 74, p. 1939; Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984. *Б. В. Медведев.*

ТО́МСОНА ЭФФЕ́КТ, объёмное выделение или поглощение тепла в проводнике при совместном действии электрич. тока и градиента темп-ры. Относится к *термоэлектрическим явлениям*, анализ к-рых, проведённый Томсоном, привёл к открытию эффекта. При наличии в проводящей среде градиента темп-ры ∇T и электрич. тока плотностью $\boldsymbol{j}$ тепловая мощность, выделяемая в единице объёма, равна:

$$Q = \rho j^2 + \tau(\boldsymbol{j}\nabla T).$$

Здесь τ — коэф. Томсона. Первый член описывает тепло Джоуля, второй — дополнит. выделение тепла или его поглощение в зависимости от направления тока $\boldsymbol{j}$ и ∇T, а также знака τ.

Т. э. связан с 2 факторами. Во-первых, т. к. коэф. Пельтье π (см. *Пельтье эффект*) непосредственно связан со ср. энергией частиц в потоке, то градиент темп-ры при наличии температурной зависимости $\pi(T)$ приводит к изменению ср. энергии носителей заряда вдоль образца. Это изменение при протекании тока сопровождается, в силу закона сохранения энергии, соответствующим выделением или поглощением тепла в объёме образца. Во-вторых, в выделении тепла при прохождении тока участвует электрич. поле $\boldsymbol{E}'$: $(\boldsymbol{j}\boldsymbol{E}')$. Поле $\boldsymbol{E}'$ при наличии градиента темп-ры благодаря *термоэдс* содержит слагаемое $\alpha\nabla T$ (α — коэф. термоэдс), к-рое после умножения на $\boldsymbol{j}$ также даёт вклад в Т. э. Коэффициент Томсона связан с π и α соотношением Томсона

$$\tau = -\frac{\partial\pi}{\partial T} + \alpha = -T\,\partial\alpha/\partial T.$$

Учитывая соотношение Томсона, можно получить величину зависимости τ от темп-ры, концентрации носителей заряда n и др. параметров из соответствующих зависимостей α. В частности, если в проводнике имеется один тип носителей, в случае классич. статистики при изотропном квадратичном законе дисперсии носителей $\tau = -(3/2)(k/e) = \pm 129$ мкВ/К (e — заряд носителей).

Измерив $\tau(T)$ в широком интервале темп-р, можно затем путём интегрирования по темп-ре найти $\alpha(T)$. При этом определяется коэф. термоэдс одного материала, а не разность коэф. двух материалов, как при непосредственном измерении α и π. Это позволило, измерив τ и определив из него α в одном из металлов, получить абс. термоэлектрич. шкалу.

Техн. применения Т. э. не имеет, но должен учитываться в относительно точных расчётах термоэлектрич. устройств.

Лит. см. при ст. *Термоэлектрические явления.* *Ю. И. Равич.*