УДК533.6.011.55

К НАТУРФИЛОСОФИИ УДАРНЫХ ВОЛН

ЧАСТЬ ТРЕТЬЯ

История споров о бесспорном и не только

Визуализация расчётной системы фокусируемых скачков уплотнения в предпомпажном режиме работы сверхзвукового воздухозаборника. Из календаря ЦИАМ 2013 г.

© 2015 **Валентин Анатольевич Белоконь,**
Национальный Комитет по теоретической и прикладной механике,
Академия Космонавтики, ИОРАН, Москва

Ударная волна как проблема статистической термодинамики. Применимость температуры (только ли как параметра ансамблей Гиббса) к структуре фронта ударной волны. Фундаментальная роль в этом флуктуаций температуры, энергии и энтропии. Редуцированное описание δ-функцией.

The Shock Wave as a problem in the statistical thermodynamics. The problematic applicability of the temperature (as the Gibbsian ensembles parameter) for the shock structure. The fundamental role of temperature, energy, and entropy fluctuations there. Reduced description by δ-function.

Ключевые слова: ***Фронт ударной волны, статистическая термодинамика, канонический и микроканонический ансамбли Гиббса, флуктуации, δ-функция.***

Keywords: ***Shock Wave front, statistical thermodynamics, canonical and microcanonical ensembles, fluctuations, energy, entropy, δ-function.***

Пролог

По мнению одного из основных классиков современного естествознания, (то есть самой натурфилософии) - Вернера Гайзенберга (1901-1976) - возможные природные процессы корректно представляются в форме решений математических уравнений. Этот формализм считается (по крайней мере физиками) адекватным описанием перманентной натурфилософской структуры мира - независимой от места и времени.

Особой, замкнутой в себе натурфилософской системой подобного описания мира явилась теория теплоты, формировавшаяся в XIX веке, когда таким учёным как Клаузиус, Рэнкин, Больцман и Гиббс, а также Пуанкаре удалось сочетать результаты развития механики с принципами математической теории вероятности, то есть истолковать теплоту статистически - через специфические понятия удельной теплоты, энтропии, свободной энергии и т.д.

Вернер Гайзенберг, 30-е годы XX века

Года за два до присуждения Гайзенбергу (в 1932 г.) Нобелевской премии по физике, в сельской усадьбе "самого" Нильса Бора - у камина дискутировали видные представители так называемой "Копенгагенской Школы". Натурфилософия этой Школы подвергалась анафеме со стороны авторитетных советских физиков (Блохинцев, Александров и др.) как "наиболее реакционная среди идеалистических направлений".

Гайзенберг с особым чувством вспоминал (опубликовав это в 1971 году на английском) такую вечернюю дискуссию с активным участием Бора.

Диссидентство Эйнштейна

Речь зашла об отказе Альберта Эйнштейна признать корректность статистической сущности новой (тогда) квантовой механики.

Оскар Клейн - один из ближайших коллег Нильса Бора - высказался по-своему, что, Эйнштейн неспроста не смог воспринять принципиальную роль случайности в атомных процессах: *"Конечно же, Эйнштейн знал о великих достижениях статистической термодинамики лучше заведомого большинства иных физиков и даже по-своему выводил статистический закон планковского излучения. И все-таки эту квантовую механику, в которой случайность трактуется как фундаментальный принцип, он отвергнул."*

Таково мнение О. Клейна, верившего в корректность эйнштейновского вывода закона Планка. Кстати, Нильс Бор категоричнее аргументировал в 1961 году позицию Альберта Эйнштейна. В одном из сенсационных выступлений в Москве перед сборищем советских физиков и философов, Бор свел суть позиции Эйнштейна к факту, что, мол, этот великий классик релятивистской механики был непререкаемым адептом Баруха Спинозы - проповедника абсолютного детерминизма...

Что касается Вернера Гайзенберга, то он выступает в духе своего тогда новейшего открытия (1927) соотношения неопределенности: "*Эйнштейн споткнулся именно на отрицании фундаментальной роли случая в квантовомеханической теории.*

Например: в чашке воды безнадежно прослеживать движение каждой молекулы воды. Поэтому не стоит удивляться применению статистики молекулярных движений, так же, как привычно страховым компаниям воспринимать демографические параметры наподобие статистически ожидаемой продолжительности жизни их клиентов.

Тем не менее, стало привычным считать, что по крайней мере в принципе было бы возможно описывать движение каждой молекулы по законам ньютоновой механики. Иными словами, считалось, что в Природе соблюдается некое точное механическое состояние объектов, исходя из знания о котором можно предвычислить их состояние в следующий момент времени.

Но в квантовой механике это уже не так. Наблюдение - фиксирование состояния - не может реализоваться без создания помех для наблюдаемого процесса, явления, то есть без навязывания неопределенности в наблюдаемый феномен.

Именно это - продолжает Гайзенберг - *отказывается принять Эйнштейн, хотя вполне осведомлен о соответствующих фактах.*

Ибо Эйнштейн полагает, что наша интерпретация этих фактов, скорее всего, не может претендовать на полноту. Эйнштейн надеется на открытие каких-то новых данных, которые помогут по его мнению компенсировать пробелы в нашем познании. Но Эйнштейн на это надеется зря".

"Я не вполне согласен с Вами - ответствовал Нильс Бор. - *Считая разницу между классической термодинамикой и квантовой механикой существенной, хочу подчеркнуть, что Вы, Вернер, переоценили важность такой разницы. Во всяком случае, я нахожу, что утверждение типа "наблюдение привносит неопределенность в наблюдаемый феномен", является неточным и вводящим в заблуждение".*

Темпераментно о температуре

Бор продолжал: "Природа учит нас, что само слово "феномен" неприменимо к процессам атомным, пока мы игнорируем, какое именно применено экспериментальное оборудование ... В связи с этим, я не усматриваю какой-либо слишком фундаментальной разницы между квантовой механикой и термодинамикой. При наблюдательной ситуации, подразумевающей регистрацию температуры, принципиально исключается возможность фиксирование координат и скоростей всех тех частиц, совокупность которых подвергнута измерению температур.

В конце концов, сама по себе концепция температуры может быть сформулирована как степень неопределенности некоторой совокупности характеристик того, что после Гиббса называют "каноническим распределением". Иными словами, если система многих частиц перманентно испытывает теплообмен со своим окружением, либо с иными макросистемами, то энергия этой относительно малой системы многих частиц, как и энергия отдельных ее частиц, флуктуирует непрестанно.

Однако, величины, средние и по большому числу частиц, и по достаточно длительным периодам времени, весьма точно соответствуют средним величинам для канонического распределения Гиббса. В итоге температура обусловлена именно указанным энергообменом. Отсюда - точная регистрация температуры несовместима с точной регистрацией положений и скоростей молекул".

"Но разве это не означает, - вопрошал Гайзенберг, - что температура - свойство необъективное? Хотя обычно подразумевается, что утверждение "чай в такой-то чашке имеет температуру 70 градусов" гласит объективный факт, устанавливаемый безотносительно метода измерения температуры.

С другой стороны, если бы температурой определялась только лишь степень чьего-то знания (если угодно - незнания) деталей молекулярных движений, то это бы значило возможность разночтения температуры разными наблюдателями даже при идентичности реального состояния наблюдаемой системы - чашки чая в данном случае.

Ведь допустимо, что у различных наблюдателей - разный уровень знания, или незнания".

Бор прервал: "*Нет-нет, Вы несколько заврались. Ведь сам термин температура подразумевает некую ситуацию наблюдения при наличии энергообмена - между чаем и каким-либо термометром. Совершенно неважно, какими иными свойствами данный термометр характеризуется. Ибо речь идет о термометре как о реальном измерителе - регистраторе определенных закономерностей молекулярных движений в чае, к примеру. Термометр регистрирует с заданной точностью температуру как параметр канонического распределения ансамбля Гиббса. И если в данном случае (здесь - с чаем) используемые термометры покажут одинаковую температуру, то это уже означает объективность температуры.*

В итоге этого обсуждения видно, сколь проблематичны концепции объективности и субъективности, которыми мы столь фривольно манипулируем".

От этой тирады Нильса Бора стало не по себе Крамерсу, который заметил Бору: "*Если Вы сосредоточились на процессах в чашке чая, то, наверное, Вы имеете в виду некоторого рода соотношение неопределенности между температурой и энергией для субстанции внутри этой посудины. Но разве можно применять такие идеи на уровне неквантовой - классической физики?*"

Нильс возразил: "*Да, в некоторой степени я могу себе позволить такое. Давайте попытаемся определить состояние отдельного атома водорода внутри чашки чая. Его температура, если вообще имеет смысл говорить о температуре индивидуализируемого атома, конечно такова же - скажем, 70 градусов - как у остальной субстанции в чашке. Ибо атом этот обменивается теплом с совокупностью других молекул в чае. Его же энергия - при данной температуре - должна, однако, флуктуировать именно в силу актов теплообмена. Следовательно, знание о состоянии этого атома сводится к вероятностному* [наподобие максвелловского, В.А.Б.] *распределению диапазона значений его энергии. Если же, обратно, энергия такого атома как-то контролируема без точной фиксации температуры этого чая, то невозможно однозначное определение этой температуры, исходя из однозначного знания энергии отдельного атома. Иными словами, наше знание температуры чая будет теперь сводиться к вероятностному распределению значений температуры чая, совместимых с точным значением энергии отдельного атома в этой чашке чая*". [Нильс Бор имел в виду теорию ансамблей Гиббса (1901 г.), согласно которой фиксированное значение энергии объекта соответствует так называемому микроканоническому ансамблю, а фиксированность температуры соответствует ансамблю каноническому, В.А.Б.].

Соотношение флуктуаций термодинамических параметров согласно теории Гиббса (1901 г.):
$\langle \delta E \cdot \delta \Theta \rangle_N = \langle \delta E \cdot \delta \Theta \rangle_V = \Theta^2 \equiv (kT)^2$
при $dE = TdS - pdV$, точнее $d\langle E \rangle = TdS - \langle p \rangle dV$
для канонического ансамбля Гиббса,
а также $dE = \langle T \rangle dS - \langle p \rangle dV$
для микроканонического.
Аналогичное соотношение этих флуктуаций выполняется и для "промежуточных" гиббсовых моделей и в определенном смысле аналогично соотношению неопределенностей согласно теории Гайзенберга (1928 г.).

Бор продолжил: "*Характерная относительная ширина "горба" кривой вероятностного распределения значений температуры (либо энергии) соответствует неопределенности знания этого параметра. И эта неопределенность весьма велика для столь малого объекта как атом водорода, что следует отметить особо. Для гораздо большего объекта - например, капельки чая - статистический разброс значений температуры (либо энергии) становится значительно меньшим и может считаться пренебрежимым*".

Здесь Крамерс решился уточнить: "*в старой термодинамике, которую мы преподаем и ныне, энергия и температура приписываются какому-либо объекту одновременно. И ни слова - ни об индетерминизме, ни о неопределенности. Разве этот факт не противоречит Вашим высказываниям?*"

Бор ответствовал: "*Эта старая термодинамика сопоставима с термодинамикой статистической аналогично тому, как классическая механика сопоставима с механикой квантовой. Приписывание определенных значений одновременно и энергии, и температуры для больших объектов не приводит к существенной ошибке. Это то же, что употреблять одновременно определённые значения и координат, и скоростей крупным телам. Дело обстоит совсем иначе для достаточно малых объектов. В термодинамике малых тел мы скажем, к примеру, что таковым свойственна энергия, но не температура. И все-таки здесь кроется мучительная ошибка, поскольку остается невыясненной граница, подразделяющая объекты на "малые" и "большие"*".

"*Так выяснилось*, - резюмировал Вернер Гайзенберг, - *почему Нильс Бор, в отличие от Эйнштейна, не так уж упирал на фундаментальность разницы между статистическими закономерностями термодинамики и аналогичными правилами квантовой механики...*"

Вернер Гайзенберг затем переходит к изложению тогдашних дискуссий о биофизике, но здесь (для нашей тематики) оказалась подходящей ещё одна натурфилософская цитата из Бора: "*Различие между живой и неживой материей - далеко не столь простая проблема*".

Что тогда ударная волна...

Итак, согласно еще одному "Принципу Бора", упомянутому Гайзенбергом, *в термодинамике малых тел кроется мучительная ошибка, поскольку остается невыясненной граница, подразделяющая объекты на "малые" и "большие"*.

Что тогда ударная волна? Точнее - фронт ее!

Достаточно слабая ударная волна имеет толщину Δx ударного фронта удивительно обширную при слабом возмущении параметров среды. Но, в отличие от инфразвука, слабая ударная волна не только (локально) стационарна, но и генерирует энтропию по закону

$$\Delta S \sim (M^2_{shock} - 1)^3 \Rightarrow 0 \text{ при } M^2_{shock} - 1 \ll 1.$$

С усилением ударной волны, если механизм диссипации в структуре ее фронта фиксирован, толщина Δx ударного фронта стремится к минимуму, то есть соблюдается нетривиальная аналогия с квантовым гайзенберговским соотношением неопределенностей:

$$\Delta x \cong h/\Delta p \sim 1/\Delta u \equiv 1/(u_- - u_+) \Rightarrow 0 \text{ при } M_{shock} \Rightarrow \infty$$

где Δp - это скачок импульса среды. $\Rightarrow \infty$ при $M_{shock} \Rightarrow 1$

Забыв о квантовой механике, положим единице число Рейнольдса ударного фронта в качестве осмысленной оценки баланса между вязкостью и инерцией. На таком уровне XIX века для "вязкого скачка" получается закономерность, аналогичная квантовому соотношению неопределенностей:

$$1 \equiv \{Re\}_{shock} \equiv Kn \bullet M_{acoustic} = (\Delta x/\langle\lambda\rangle)(\Delta u/\langle a\rangle).$$

В данной оценке $\langle\lambda\rangle \equiv \langle\lambda\rangle_{\Delta x}$ - это средняя длина свободного пробега молекул среды в структуре скачка, то есть число Кнудсена K_n здесь гласит - сколько средних свободных пробегов уходит на перестройку температуры и иных параметров среды (хотя бы скорости звука a, для которого $\langle a\rangle \equiv \langle a\rangle_{\Delta x}$) от их невозмущенных значений в значения итоговые.

Тогда толщина (иногда звучит "ширина") фронта вязкого скачка получается достаточно наглядной:

$\Delta x \equiv \langle\lambda\rangle/Mac >> \langle\lambda\rangle \cong \lambda_-$ для слабого: $\Delta u << \langle a\rangle \cong a_-$,

то есть $M_{sh} \Rightarrow 1 >> M_{ac}$

Сильный скачок соответствует акустическому числу Маха

$M_{ac} \equiv \Delta u/a_+ \cong \Delta u/\langle a\rangle_{\Delta x} \cong 1 \Rightarrow \Delta x \cong \langle\lambda\rangle_{\Delta x}$.

В простом принципиально важном случае центральных сил между молекулами "сплошной среды" перестройка температуры $T_- \Rightarrow T_+$ требует минимум двух средних свободных пробегов, поскольку необходимо возбуждение минимум трех поступательных степеней свободы таких молекул. Соответственно, минимальная толщина, к которой стремится ударный фронт, может быть оценена как: $\Delta x_{min}\ (M_{shock} \Rightarrow \phi) \cong \lambda_- + \lambda_+ \cong \langle\lambda\rangle_{\Delta x}$.

Значит, головной скачок не сформируется на достаточном заострении. Что, вопреки Ландау, принципиально. Если структура слабой ударной волны аналогична классическому инфразвуку, то фронт сильной можно считать малой термодинамической системой, поскольку "малая порция среды" и стиснута узостью этого фронта, который она слишком быстро проскакивает, что соответствует скорее микроканоническому ансамблю Гиббса, нежели каноническому. Иными словами, фронту сильной ударной волны принципиально присуще проявление флуктуация температуры. Здесь правдоподобной характеристикой малости "элемента среды" является её размер, поскольку зафронтовая скорость звука оценочно равна скачку скорости во фронте.

Так что кинетика на уровне XIX века в чем-то существенном аналогична квантовой механике: так обстоит дело не только в отношении "старой" термодинамики и термодинамики статистической, о чем спорили у боровского камина создатели физики XX века.

Модернизация Гиббса

Определенная противоречивость между каноническим и микроканоническим ансамблями Гиббса привела к тому, что Толмен счел актуальной идею "essential isolation" при интерпретации процессов, не соответствующих "квазистатике".

Кстати, будучи к 1938 году университетским толкователем Гиббса, Толмен в одночасье (к началу 1943 года - по личной рекомендации Роберта Оппенгеймера) превратился в главного физика-эксперта при генерале Гровсе - начальнике ядерного "Манхэттенского Проекта"... Динамика ядерных взрывов и сопутствующих явлений подтолкнула Толмена к идее радикального обобщения концепции температуры для быстропротекающих процессов, в том числе ядерных взрывов и сопутствующих явлений. Но он не успел это формализовать.

Этому замыслу Толмена попытаемся дать свое толкование.

В статистической термодинамике Максвелла-Больцманна-Гиббса температура хорошо (корректно) соответствует:

- максвелловскому распределению по скоростям (импульсам) молекул;
- квазитермостатике, то есть каноническому распределению ансамбля Гиббса - когда температура установилась в подсистеме (капле чая), энергия которой строго не фиксирована, поскольку эта подсистема не теплоизолирована от "тепловой бани" (остального чая).

Дж. У. Гиббс 1839-1903 по картине Александра Кривомазова

Однако, является ли это соответствие взаимно однозначным?

Эмпирически (вплоть до лазерного зондирования) возможно удостовериться в существовании "мгновенно" устанавливающейся температуры, пусть с определенной точностью, связанной с достигаемым "фазовым перемешиванием". А теоретически? Динамика фазового перемешивания удивительно быстра при сжатии в структуре ударного фронта и удивительно отсутствует (с соблюдением теоремы Лиувиля) при резком разрежении - как в простой центрированной волне.

Температура в "тождестве Гиббса ": $dE \equiv TdS - pdV$ и $T \equiv (\partial E/\partial S)_v$; соответствует (взаимно однозначно?), скажем, максвелловскому распределению молекул по скоростям, а более общо: каноническому (а в среднем - микроканоническому) распределениям.

Но если при "истинной" равновесности (в том числе квазистатике) указанное соответствие соблюдено, то при локальном равновесии - как при эйлеровом и навье-стоксовом описании - когда не ожидается соответствия с квазистатикой, приписывание гиббсовой температуры $T \equiv (\partial E/\partial S)_v$ не является лишь удобным формализмом. Это обобщение осмысленно, хотя и нуждается в систематической интерпретации, уточнении области применимости.

Итак, каноническое распределение Гиббса (аналогично максвелловскому) соответствует определённой (локальной) температуре объекта. Но это не означает, что определённая локальная температура объекта должна всегда соответствовать каноническому распределению Гиббса или средней температуре микроканонического распределения.

"Тождество Гиббса" может соблюдаться не только там и тогда, где и когда успевает точно устанавливаться каноническое (теплообменное) статистическое распределение в фазовом пространстве импульсов и координат. Категории классической статистической термодинамики Гиббса сохранились и с пришествием квантовой механики. Трудами (в основном) Бозе, Паули и Толмена статистическая механика Гиббса (с нелишними уточнениями Пуанкаре) была согласована с механикой квантовой...

Напомним, что каноническое распределение соответствует подсистемам с перманентно точным значением температуры T при флуктуирующей внутренней энергии E. Значит, Гиббс имел в виду $d\langle E\rangle \equiv Td\langle S\rangle - pdV$

Здесь усреднительные скобки энтропии $\langle S\rangle$ обусловлены статистической сущностью энтропии:

$$\langle S\rangle \equiv k\int^{\mu}\langle\rho\rangle \ln\langle\rho\rangle\, d\mu\,.$$

где ρ - это плотность гиббсового распределения в фазовом μ-пространстве, а усреднительные скобки соответствуют "крупнозернистому" ("coarse-grained") распределению, согласно Пуанкаре [1903-06 гг.].

Если каноническое распределение неадекватно, то может пригодиться распределение микроканоническое, соответствующее максимально точно заданной внутренней энергии E при флуктуирующей температуре, среднее значение которой контролируемо. Тогда:

$$d\langle E\rangle = \langle T\rangle d\langle S\rangle - pdv\,.$$

"Работа" pdv, то этот член соответствует прецизионной операции, выполняемой механически точно (если не иметь в виду гайзенбергову неопределенность).

Гиббс, закончивший свои "Принципы" в декабре 1901 года, скончался ранней весной года 1903, не разъяснив: он вводит категорию "флуктуации температуры", не оговариваясь, что при кратковременной флуктуации не самоочевиден факт мгновенной температурной релаксации, хотя необходимо время на перестройку исходного (локально) равновесного распределения в последующее распределение. Например, одного микроканонического в другое микроканоническое. Он фактически отвергает принцип его предшественников: сведение термодинамики к последовательности квазистатических состояний.

Р. Толмен и А. Эйнштейн

Догиббсова термодинамика напоминает логику некоторых древнегреческих натурфилософов, муссировавших парадокс "Отсутствия Движения". Поскольку, якобы, то, что следовало бы считать движением, "на самом деле" состоит из последовательных состояний покоя.

Позиция Гиббса может

быть интерпретирована в следующем духе: категория температуры соответствует не только параметру равновесных гиббсовых ансамблей: **температура "существует" и вне "существования" гиббсовых равновесных ансамблей.**

Иными словами, гиббсовы ансамбли в течение (пусть кратких) промежутков времени, когда они (еще или уже) неравновесны, не описываются температурой вообще. Но Гиббс все же успел дать повод для обобщения категории "температура". Это и явилось для автора данной работы стимулом исследовать проблему применимости "температуры" при корректном (и продуктивном) описании заведомо неквазиравновесных процессов сверхзвуковой газодинамики, в том числе - структуры фронта ударной волны.

Стартовав около 1918 года на уровне квазитермостатики, Толмен начал с публикации изящного вывода так называемого закона равнораспределения энергии по молекулярным (классическим) степеням свободы молекул газа. Его теорему почему-то не оценил ни сам Ландау, ни его школа... [В.А.Б.]. Осовременив к 1938 году труд Гиббса, Толмен внезапно оказался в самом центре активных исследований сверхинтенсивных термодинамических процессов (Лос-Аламос 1943-46), безмерно далеких от того, как трактовались свойства капельки в чайной чашке.

Назад в будущее

Теперь уместно вновь вернуться к ударным волнам.

Для обновлённых Толменом ключевых понятий характерна их статическая специфика, напоминающая стенку термоса: то ли она теплопроводна, то ли нет - и т.п.

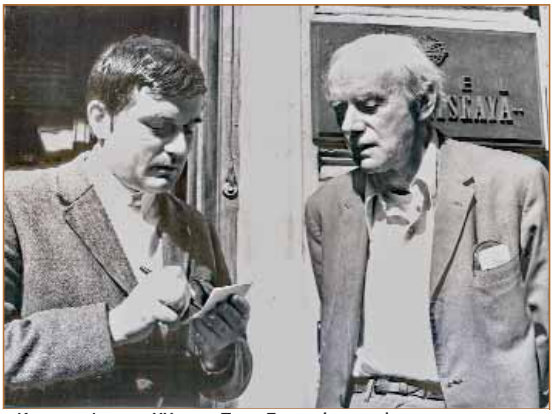
Правда, уже к 1938 году профессор Толмен не смог уйти от традиционного американского практицизма. Еще не отказавшись от архаической идеологии квазистатики, он постарался - хотя бы ради лекционной университетской наглядности - обобщить больмановски-гиббсовскую модель статистической термодинамики, предложив такое обобщение:

ideal isolation ⇒ essential isolation;
ideal adiabatic ⇒ essential adiabatic;
thermal equalization ⇒ good thermal contact,
at given degree of separation
between system proper
and surroundings.

Между тем, радикально новой актуальности соответствовала динамическая специфика, типичным примером которой служит изоляция такой подсистемы как капелька среды, подвергаемой взрывному процессу - настолько быстротекущему, что её механическая и тепловая изоляция обусловлена именно кратковременностью. Изоляция временными рамками, а не материальными границами. Классический пример того - прохождение среды через ударную волну.

Упрёком в адрес Толмена является доступный ему факт - открытие принципа динамической изоляции Ренкином в 1869 году. Ударная адиабата фронта скачка уплотнения в целом оказалась обеспеченной тем, что и на входе в его структуру, и на выходе - достаточно мал градиент температуры dT/dx при $\partial/\partial t = 0$.

И естественной реакцией Толмена на участие в руководстве LOS ALAMOS явилась идея о таком обобщении концепции температуры, которая допустила бы применимость обобщённой термодинамической температуры для взрывных процессов.



Классик физики XX века Поль Дирак (справа) с автором статьи. Ленинград, 1973 г. Из архива Александра Прокофьевича Кузнецова

Более того, Толмен не мог не знать, что Гиббс принципиально "узаконил" категорию "флуктуаций температуры", что можно понять и как применимость температуры для своего рода микровзрывов. Но то ли дни Толмена были сочтены, когда в 1948 году он успел опубликовать эту идею на декларативном уровне, то ли его разработка была сочтена секретной, но предоставил нам шанс дать свою интерпретацию "обобщенной температуры".

Нечто подобное, наверное, входило в планы Ричарда Толмена - судя по тональности его статьи, опубликованной совместно с Питером Файном в Reviews of Modern Physics (1948). Но сработала мистика: Толмен ушел в мир иной в том же году, прожив десять лет, размышляя о модифицировании принципов статистической термодинамики.

Данный раздел завершаем ударно-волновой конкретикой, идейной основой которой здесь является текст главы XIV "Основных принципов..." Гиббса, где без ожидаемых оговорок автора речь идёт о флуктуациях температуры. Это даёт повод для аналогии между флуктуациями вообще и внезапным процессом пересечения фронта ударной волны микрофрагментами сплошной (эйлеровой) среды, то есть своеобразным замораживанием флуктуации.

Фундаментальная формула Гиббса $dE \equiv TdS$ традиционно интерпретируется как "обоснованная" квазистатикой достаточно медленной эволюции от исходного состояния локального термодинамического равновесия к последующему равновесию (например, от одного максвелловского распределения к очередному). Попытаемся преодолеть эту традицию упрощённо.

Подразумевая феноменологически монотонность сжатия и полагая нулю температурное время релаксации (для непрерывно "существующей" обобщенной температуры), получаем предельно редуцированную модель структуры (стационарного $\partial/\partial t = 0$ по определению) ударного фронта, имеющего ступенчатый вид (в эйлеровой субстанции) функции Хэвисайда, производная от которой $dV(x)/dx \equiv \Delta V \delta(x)$.

Поскольку ударная адиабата Рэнкина-Гюгонио означает

$$\Delta E \equiv \oint TdS - \oint pdV \equiv \Delta Q - \langle p \rangle \Delta V = 0 - (1/2)(p_+ + p_-)\Delta V;$$

то применение δ-функции (*оператора Дирака*) дает

$$\oint pdV \equiv \oint p(x)\{dV/dx\}dx \equiv \oint p(x)\Delta V \delta(x)dx \equiv p(0)\Delta V \rightarrow$$
$$\rightarrow p(0) = \langle p \rangle = (1/2)(p_+ + p_-) \Rightarrow T(0) > T_+$$

в силу $pV = NkT$ и иных уравнений состояния, при соответствующих M_{shok}. Аналогичный температурный пик недавно отмечен эмпирически как "Пик Зельдовича" в экспериментах Ливерморской Национальной Лаборатории им. Лоуренса, США (LLNL).

Вопрос о применении δ–функции к редуцированной структуре ударной волны затрагивался в моих теоретических контактах с Жаном Бюргерсом (Франция), Я.Б. Зельдовичем, Рихардом Курантом (США), О.М. Белоцерковским, А.Н. Колмогоровым и А.Т. Фоменко.

Нестационарность ударного фронта, обусловленная флуктуациями температуры и давления - предмет дальнейшего изложения.

kancelyariya@ocean.ru

Селективная хронология публикаций

1902 W. Gibbs: Elementary Principles in Statistical Mechanics, Yale.
{Гиббс: ТЕРМОДИНАМИКА И СТАТИСТИЧЕСКАЯ МЕХАНИКА, Москва, 1982, "Наука", под ред. Д.Н. Зубарева.}
1928/58 P. A. M. Dirac: Principles of Quantum Mechanics, Oxford.
1938 R. Tolman: Principles of Statistical Mechanics
1948 R.Tolman, P. Fine: Irreversible Generation of Entropy, Rev. Mod. Physics, vol.20, p.51.
1959 Werner Heisenberg: Physik und Philosophie, Stuttgart. {Вернер Гайзенберг: Физика и философия, Москва 1963, для научных библиотек, перевод с немецкого.}
1959 A. Münster: Theory of fluctuation, Lago di Como, Italy. FERMI CORSO X
1962 В.А. Белоконь: О визите Нильса Бора в СССР, УФН № 1.
1962 В.А. Белоконь: Труды МФТИ, Оборонгиз, Москва.
1964 В.А. Белоконь: ПМТФ. Обобщенная оценка толщины ударного фронта.
1971 Werner Heisenberg: Physics and Beyond, Harper, NY-London
1972 В.А. Белоконь: ДАН СССР, т.202, №6. (Изданный в США английский перевод данной статьи страдает нелепостями).
1991 И.А. Квасников: Теория равновесных систем. МГУ.
2008 Я.Зельдович, Ю.Райзер: Физика ударных волн..., 3-е изд., М, ФизМат.
2011 И. Квасников: Теория неравновесных систем, Москва, УРСС.
2011 V.A. Belokogne: 10th WSMPA Proceedings, JHT (ОИВТ РАН), Moscow. pp.354, 359.
2014 John Lindl et al: paps. Physics of Plasmas {on NIF ICF (LLNL) Program}.
2014 В.А. Белоконь: "К натурфилософии ударных волн". Научно-технический журнал "Двигатель" № №1, 5
2015 В.А. Белоконь: Сборник "Магнитоплазменная аэродинамика", ред. В.А. Битюрин, ФизМат., Москва.
2015 В.А. Белоконь: Инженерная физика, № 6.
2015 Robert Nigmatulin :Continuum mechaniks, in press.