ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ АСТРОФИЗИКИ

Тот факт, что большинство присутствующих здесь работают в области теоретической или математической физики, освобождает меня от необходимости останавливаться подробно на том, что означают обратные задачи в математике. Отметим лишь, что в этой науке часто «прямыми задачами» считают более привычные и традиционные задачи, а обратными по отношению к ним считают такие, в которых произведен обмен ролями между заданными и искомыми величинами или функциями.

Несколько иначе обстоит дело в естествознании: здесь, изучая какое-либо явление, мы часто пытаемся объяснить его на основе каких-то установленных или гипотетических законов и закономерностей. Для этого обычно строится «модель», применение которой требует решения определенных уравнений, содержащих в себе некоторые параметры и заданные функции (в дальнейшем мы будем употреблять только слово «параметры», но будет подразумеваться, что ими могут быть и функции каких-то переменных или даже операторы, действующие на такие функции). Результаты решения уравнений затем сравниваются с наблюдениями. Такой метод моделей и гипотез считается «прямым» методом и возникающие тут математические задачи—прямыми задачами.

Обратными задачами в естествознании следует считать такие, когда по данным наблюдений или опытов ищутся значения параметров, входящих в принятые закономерности или даже сами закономерности.

Для настоящего естественника подлинное изучение природы сводится к нахождению ее законов и закономерностей на основе данных, полученных из наблюдений и экспериментов. Поэтому кажется, что основным его делом должно быть решение обратных задач. Прямые же задачи должны главным образом решаться в работах по применению выявленных законов и закономерностей к конкретным явлениям.

По этой причине было бы логичнее те задачи, которые сейчас называются обратными, называть прямыми и наоборот. Но мы не предлагаем здесь осуществить такой решительный переворот в терминологии. В настоящем докладе мы стремимся лишь подчеркнуть важную роль и значение обратных задач в одной из наук—в астрофизике.

Математическая формулировка обратных задач в естествознании, исследование и решение этих задач позволяет не только находить искомые закономерности и входящие в них параметры, но и судить часто о степени их надежности и однозначности. В этом преимущество данного подхода по сравнению с модельным, т. е. основанным на совершенно конкретных, хотя иногда и произвольных предположениях.

Доклад на симпозиуме «Фундаментальные проблемы теоретической и математической физики». Дубна, 23—27 августа 1979 г.

Прекрасные примеры в этом отношении дала классическая астрономия.

1. Обратные задачи классической астрономии

а) *Задача Кеплера.* Установление законов Кеплера по существу имело место в результате решения следующей обратной задачи: найти закономерности истинных, т. е. гелиоцентрических движений планет в пространстве на основе наблюдений над их условными перемещениями по небесному своду. История открытия законов Кеплера хорошо известна.

Приведем формулировку частного и несколько схематизированного случая решенной им задачи.

С движущейся равномерно вокруг Солнца по кругу Земли производятся непрерывные измерения разности долгот Солнца и планеты, обращающейся вокруг Солнца по замкнутой выпуклой орбите, находящейся в плоскости земной орбиты и целиком расположенной вне последней. Периоды обращения планеты и Земли несоизмеримы. Требуется определить функции $r(\theta)$ и $\theta(t)$ (где θ есть гелиоцентрическая долгота планеты), т. е. форму, размеры орбиты планеты и закономерность ее движения по орбите. Благодаря счастливому стечению обстоятельств, имевшиеся наблюдения оказались во времена Кеплера достаточными по точности и количеству для решения этой задачи.

б) *Задача Ньютона.* По известным закономерностям движений планет (т. е. по законам Кеплера) найти более основной закон—закон силы, действующей в солнечной системе. Результатом решения был закон обратных квадратов Ньютона.

в) *Задача Гаусса.* По измеренным для трех моментов времени сферическим координатам планеты определить элементы ее орбиты. Полученное Гауссом решение этой задачи применяется до сих пор.

Приведенные три примера не только показывают огромную роль обратных задач в классической астрономии, но и дают одновременно примеры иерархических соотношений между ними. Открытие законов Кеплера предоставило как бы эмпирические данные для вывода закона тяготения Ньютона.

Вместе с тем законы Кеплера явились основой для решения частной практической задачи Гаусса о вычислении элементов орбит. Столь грандиозный успех был возможен только благодаря тому, что астрономические измерения достигли высокой точности и регулярности.

г) *Теория возмущений и небесная механика.* Что касается учета влияния взаимных возмущений планет на их движение, то, поскольку речь идет об улучшении эфемерид их движений, это составляет *прямую задачу.* Однако на *небесную механику* можно смотреть как на дисциплину, основная задача которой состоит в определении фундаментальных астрономических постоянных в солнечной системе, включая сюда все массы более или менее значительных планет, а также их начальные положения и скорости. В таком случае небесная механика в основном сводится к решению одной весьма сложной обратной задачи. На основе такого решения могут затем решаться и более специальные вопросы, относящиеся к движению тел с малыми массами.

д) *Открытие новых планет.* При достаточно большом числе наблюдений положений планет в разные моменты времени задача небесной механики будет вообще переопределенной. Если при этом окажется, что при уточнении наблюдений задача в пределе не имеет удовлетворительного решения, то одной из возможных причин этого может быть наличие одной или нескольких неизвестных планет в системе, причем таких, массой которых нельзя пренебречь. Тогда возникает дополнительная задача определения масс и элементов таких неизвестных планет. Это также обратная задача. Решение подобной задачи привело Леверье к открытию Нептуна.

2. Астрофизика. Обратные задачи на фотометрической основе

Как только мы переходим к задачам, в которых исходные данные получаются из астрофизических измерений, мы встречаемся с резко отличной ситуацией. С одной стороны, задачи становятся более разнообразными, а с другой стороны, относительная точность измеренных данных по крайней мере на два порядка ниже, чем в случае наблюдений координат планет, используемых в классической астрономии.

Приведем здесь более простые задачи.

а) *Затменные переменные (фотометрические двойные).* У затменных переменных одна из звезд в момент затмения полностью или частично закрывает собой диск другой звезды. В случае полного затмения является вполне реальной постановка вопроса о выводе распределения яркости по диску затмеваемой звезды из кривой блеска во время затмения (когда этот диск постепенно закрывается, а затем открывается) в предположении о круговой симметрии искомого распределения по отношению к центру диска. Благодаря работам профессора В. П. Цесевича, выполненным еще в тридцатых годах, мы сейчас обладаем решением этой задачи.

К сожалению, лучшие фотоэлектрические измерения блеска звезд имеют точность порядка 0.1%. С другой стороны, измеренный блеск характеризует в каждый момент интеграл от яркости по некоторой (незакрытой) части диска. Только производная от кривой блеска содержит информацию о яркости диска в разных точках. Но производная, естественно, определяется с гораздо меньшей относительной точностью, чем значения интегрального блеска. Тем не менее, почти исключительно благодаря применению полученного решения мы имеем очень важные, хотя и неточные данные о распределении яркости по диску звезд.

б) *Пространственное распределение светимости в сферических галактиках и звезд в шарообразных скоплениях.* В этих случаях речь идет о вычислении пространственного распределения звезд по наблюденному распределению их в проекции на небесную сферу. Вследствие малых угловых размеров рассматриваемых систем можно считать, что мы имеем дело с проекцией на плоскость, касательную к небесной сфере в центре системы. В случае прозрачности систем требование, соблюдающееся в большинстве случаев, довольно строго—задача сводится к интегральному уравнению Абеля. Решая его, мы получаем пространственную плотность ρ как функцию расстояния до центра $\rho(r)$ Это решение применимо ко многим галактикам и шаровым скоплениям. В частности, его можно применять для нахождения потенциала поля U тяготения в системе как функции r.

в) *Фазовая плотность в сферической звездной системе.* На основании полученной функции распределения пространственной плотности звезд $\rho(r)$ мы можем тогда пытаться решить и другую обратную задачу: нахождение плотности в фазовом пространстве. Таким образом, и здесь мы имеем дело как бы с иерархией обратных задач.

Вводя вместо плотности массы $\rho(r)$ пространственную концентрацию звезд $n(r)=\rho(r)/m$ и учитывая монотонность как $n(r)$, так и рассчитанного на ее основе потенциала $U(r)$, мы можем представить n как функцию U. Такая функция $n(U)$ и служит в новой обратной задаче заданной функцией.

По определению

$$n(U)=\int\int\int f dV_x dV_y dV_z, \tag{1}$$

где интегрирование ведется по всей области пространства скоростей, в которой фазовая плотность отлична от нуля.

С другой стороны, условие стационарности системы приводит к тому, что в ней не должно быть звезд с положительной полной энергией, т. е. всегда $v^2/r < -U$. Вместе с тем фазовая плотность f должна быть функцией интегралов движения. Учитывая, что исследуется система, имеющая сферическую симметрию, принимали, что фазовая плотность есть функция только энергии $\varepsilon = v^2/r + U$. В таком случае уравнение (1) приводится к виду

$$n(U) = 4\pi \int\limits_U^0 f(\varepsilon)\sqrt{2\varepsilon - 2U}\, d\varepsilon, \tag{2}$$

т. е. к интегральному уравнению Абеля, с той лишь разницей, что в данном случае неизвестной функцией является фазовая плотность $f(\varepsilon)$. Она легко определяется.

На самом деле, как указал еще Эддингтон, из условия стационарности сферической системы следует, что фазовая плотность вообще может быть функцией $f(\varepsilon, I)$ двух интегралов движения: 1) энергии и 2) величины момента количества движения.

Если поставить задачей учет зависимости фазовой плотности f также от I, т. е. определение f как функции уже двух переменных, то очевидно, что знание одного лишь $n(r)$ не может быть достаточно для однозначного вывода $f(\varepsilon, I)$.

Но если из наблюдений кроме распределения плотности звезд будет известно также распределение лучевых скоростей V_z в каждой точке проекции скопления, то задача становится определенной и, как мы показали, сводится к некоторому обобщению уравнения Абеля.

К сожалению, до последнего времени трудно было и мечтать о достаточно точном измерении лучевых скоростей большого количества звезд-членов одного шарового скопления. С развитием наблюдательной техники приближается момент, когда это будет вполне возможно.

3. Обратные задачи звездной кинематики

Созданные в результате более чем 150-летнего напряженного труда наблюдателей каталоги собственных движений и радиальных скоростей звезд содержат огромную информацию статистического характера о движениях звезд различных физических типов. Особенно много данных имеется о звездах, расположенных в окрестностях Солнца. Вместе с тем эти каталоги обременены значительными систематическими и случайными ошибками. Но астрофизика интересуют значения пространственной скорости. К сожалению, для получения пространственной скорости каждой звезды следует произвести векторное сложение двух величин, определяемых совершенно различными способами, а потому и наделенных различного типа ошибками: тангенциальной скорости, вычисляемой на основании измеренного собственного движения и параллакса, с одной стороны, и радиальной скорости —с другой. Особенно плохо то, что ошибки параллаксов во многих случаях достигают порядка самого параллакса. Лишь в редких случаях параллакс определен с точностью до 10% или точнее. Такой же будет точность определенных на основе этих параллаксов тангенциальных скоростей.

Поэтому уже давно возникла идея определения функции распределения пространственных скоростей околосолнечных звезд разных физических типов на основе одних лишь лучевых скоростей или же выделения надежной информации о пространственных скоростях из данных об одних лишь собственных движениях.

Сравнительно удачными оказались попытки представить распределение скоростей с помощью эллипсоидального закона Шварцшильда, параметры которого (направления осей эллипсоида и величины дисперсии вдоль каждого из них) принято определять для каждого физического типа звезд отдельно, на основании их радиальных скоростей. Но скоро стало очевидным, что это приближение имеет ограниченную применимость. Была поставлена задача получения закона распределения $\Phi(\xi, \eta, \zeta)$ трех пространственных компонент скорости из наблюденного распределения радиальных скоростей $f(v, \alpha, \delta)$ для любого направления, определяемого сферическими координатами α и δ *без каких-либо специальных гипотез о виде функции Φ.* Изучение вопроса, проведенное нами в тридцатых годах, показало, что задача сводится к решению интегрального уравнения

$$f(v, \alpha, \delta) = \iint\limits_{(v,\alpha,\delta)} \Phi(\xi, \eta, \zeta)\, d\sigma, \tag{3}$$

где интегрирование производится по той плоскости (v, α, δ) в пространстве скоростей, которая перпендикулярна направлению α, δ и находится на расстоянии v от начала координат. Левая часть этого уравнения известна из наблюдений. Следует обратить внимание на то, что известная функция f зависит здесь от трех аргументов, так же как сама неизвестная функция Φ. Это уравнение означает, что все сводится к следующей решаемой в конечной форме задаче: по значениям интеграла от Φ по любой плоскости в пространстве ξ, η, ζ найти саму функцию.

Соответствующая двумерная задача также разрешима. Эта последняя, очевидно, сводится к тому, что даны значения интеграла от неизвестной функции на плоскости по любой проведенной по ней прямой и следует найти по ним саму функцию.

Заметим, что к этой математической задаче сводится и проблема выявления значения коэффициента поглощения (а тем самым в какой-то мере и внутренней структуры) во всех точках какого-либо тела, по значениям интеграла от коэффициента поглощения по любой прямой, проходящей через это тело. Соответствующие медицинские разработки (томография) были выполнены в последние десятилетия, и создана аппаратура для выявления на основе анализа данных об экстинкции рентгеновских лучей внутреннего состояния любого сечения тела пациента.

Кстати, возможность применения решения одной и той же обратной задачи к двум столь отдаленным друг от друга областям и столь непохожим друг на друга явлениям напоминает нам, что как астрофизик, так и медик часто оказываются в одинаковом положении: они ставят диагноз на основе внешних наблюдений, и математические формулировки соответствующих обратных задач могут совпадать.

Естественно, что статистические флуктуации приводят к неточностям при определении $f(v,\alpha,\delta)$. В результате гораздо большими ошибками обременена бывает искомая функция $\Phi(\xi, \eta, \zeta)$. В утешение можно сказать, что часто знание функций распределения Φ необходимо для того, чтобы, сравнивая между собой такие функции для двух физических типов звезд, установить степень их близости, что иногда может служить основанием для вывода об их тесной эволюционной связи. Но если это так, то можно сравнивать не функции $\Phi(\xi, \eta, \zeta)$, а заданные функции $f(v, \alpha,\delta)$ для этих типов, получаемые прямо из каталогов собственных движений.

4. Статистика вспышек у членов ассоциаций и скоплений

Как известно, в звездных ассоциациях и в молодых звездных скоплениях присутствует, как правило, значительное количество вспыхивающих звезд. Как их количество, выраженное в процентах к числу всех звезд, так и занимаемый ими вместе интервал спектральных типов меняются от скопления к скоплению. Есть все основания полагать, что различия численных значений параметров, характеризующих совокупность вспыхивающих звезд данного звездного агрегата, связаны в основном с различиями их возраста. Первые указания на это были найдены и подробно изучены мексиканским астрофизиком Аро.

Последовательность вспышек каждой из вспыхивающих звезд представляет собой некоторый стационарный случайный процесс и, наряду с другими величинами, характеризуется значением и такого параметра, как средняя частота вспышек ν. При этом, поскольку наблюдения вспышек в звездных агрегатах ведутся пока довольно грубым, фотографическим способом, не позволяющим обнаруживать вспышки с малой амплитудой, можно для определенности ограничиться вспышками, амплитуда которых (или энергия) превосходит некоторую нижнюю границу. В дальнейшем мы будем считать, что используемый материал наблюдений удовлетворяет такому ограничению.

Если для каждой вспыхивающей звезды характерна некоторая средняя частота ν, то скопление в целом будет описываться распределением средних частот среди совокупности входящих в него вспыхивающих звезд. Нормированную плотность этого распределения частот обозначим через $f(\nu)$. Казалось бы, что для ее определения нужно с большей или меньшей точностью узнать среднюю частоту для каждой из вспыхивающих звезд. Но для этого нужно было бы у каждой из них пронаблюдать не менее полдюжины вспышек, что потребовало бы продолжать наблюдения еще много и много десятков лет.

Так, в скоплении Плеяд, которое подвергнуто длительному изучению в Бюраканской обсерватории и которое можно считать с этой точки зрения лучше всего исследованным, на каждую вспыхивающую звезду в среднем приходится лишь одна зарегистрированная вспышка. Более того, примерно у половины вспыхивающих звезд этого скопления не наблюдалось еще ни одной вспышки. Они еще не открыты нами, об их существовании мы знаем лишь из косвенных статистических соображений, которые мы здесь не будем приводить. Менее чем у десяти процентов вспыхивающих звезд в Плеядах наблюдалось более чем по две вспышки. Очевидно, что при таких условиях не может быть и речи об определении средней частоты в индивидуальном порядке. Иными словами, определение $f(\nu)$ способом таких прямых подсчетов пока практически невозможно.

Однако оказалось возможным предложить статистический метод определения $f(\nu)$, основанный на решении обратной задачи. При этом ограничимся простейшим предположением, что у каждой звезды последовательность вспышек описывается законом Пуассона. По крайней мере для некоторых звезд это предположение проверено и по ряду соображений его в данном случае можно принять.

Поскольку условия погоды и другие обстоятельства не позволяют вести непрерывную регистрацию вспышек, целесообразно ввести некоторое условное время τ для данной совокупности наблюдений, которое является функцией обычного времени t, т. е. $\tau(t)$, означающее сумму тех промежутков времени, протекающих до момента t, в течение которых велась регистрация вспышек. При фотографических наблюдениях $\tau(t)$ означает сумму экспозиций, сделанных для обнаружения вспышек и выполненных до момента t. При этом, конечно, опускаются параллельные экспозиции.

В таком случае можно ввести функцию $n_1(\tau)$, показывающую число звезд, у которых в промежутке от τ до $\tau+1$ наблюдались первые вспышки. Это будет *число открываемых в единицу времени новых вспыхивающих звезд* данного агрегата, ибо только при наблюдении первой вспышки выясняется, что мы имеем дело со вспыхивающей звездой. Заметим, что число $n_1(0)$ (точнее, его математическое ожидание), вместе с тем, равно среднему числу *всех* вспышек в агрегате за единицу времени. Поскольку эволюционные эффекты сказываются только за сотни тысяч или миллионы лет, то состояние всей совокупности вспыхивающих звезд за период наших наблюдений можно считать практически неизменным. Поэтому $n_1(0)$ будет характеризовать плотность вспышек во времени не только для $\tau=0$ и не только для всего периода наблюдений, но и на десятки тысяч лет вперед.

С другой стороны, математическое ожидание $n_1(\tau)$ должно монотонно убывать, ибо вспышки уже открытых звезд не учитываются при вычислении $n_1(\tau)$, поскольку $n_1(\tau)$ означает количество вспышек в единицу времени еще не открытых к моменту τ звезд, число которых убывает с ростом τ.

Оказывается, что при рассматриваемых условиях поведение математического ожидания $n_1(\tau)$ целиком определяется законом распределения частот $f(\nu)$ и между ними существует простое соотношение:

$$n_1(\tau)=N\int_0^{\infty} e^{-\nu\tau}\nu f(\nu)d\nu, \tag{4}$$

где N—общее число вспыхивающих звезд. Таким образом, вопрос об определении $f(\nu)$ сводится к обращению преобразования Лапласа, т. е. к решению обратной задачи.

Практически, конечно, мы определяем из наблюдений распределение открытий вспыхивающих звезд по условному времени только один раз и тем самым вместо математического ожидания (м. о.) числа открытий в единицу времени вынуждены ограничиться знанием значения этой функции лишь для одной реализации. В результате на вывод функции $f(\nu)$ сильно влияют флуктуации, неизбежные у один раз наблюдаемой реализации функции $n_1(\tau)$. Поэтому при поисках решения нужно выполнить предварительное сглаживание. Тем не менее такие опыты были сделаны, и отсюда посредством обращения преобразования Лапласа получено приближенное представление функции.

Любопытно отметить, что поскольку наблюдение первой вспышки у звезды есть *открытие вспыхивающей*, т. е. научное открытие, то получается, что в данном случае *хронология открытий* объектов является исходным материалом для построения распределения частот вспышек.

В этой связи интересно и другое. Можно легко показать, что м. о. числа открываемых в единицу времени вспыхивающих звезд $n_1(\tau)$ и м. о. числа вторых вспышек тех же звезд $n_2(\tau)$ связаны между собой следующим соотношением:

$$n_1(\tau) = n_1(0) - \int_0^\tau n_2(u)\,\frac{du}{u}. \qquad (5)$$

Оказывается, что поскольку наблюдаемая функция $n_2(u)$ входит здесь под знаком интеграла, получаемые отсюда значения $n_1(\tau)$ гораздо менее подвержены флуктуациям, чем непосредственно определяемые «подсчетом открытий» в одной реализации.

Кажется парадоксальным, но написанная формула дает возможность получить на основании хронологии вторых вспышек, т. е. *хронологии подтверждений открытий*, более достоверную кривую м. о. «открытий», чем получаемая по хронологии открытий.

Произведенные для случая Плеяд, где уже известно около 500 вспыхивающих звезд, вычисления показали, что значения $n_1(\tau)$, полученные по формуле (5), дают довольно гладкую кривую, которая близко совпадает с выглаженной кривой для $n_1(\tau)$, определенной из непосредственных подсчетов. Оба эти результата находятся в удовлетворительном согласии с предположением, что $f(\nu)$ имеет форму

$$f(\nu) = Ce^{-\nu_3 \nu^{-4/3}}. \qquad (6)$$

Однако эта формула теряет свою силу для очень малых частот, где, впрочем, определение $f(\nu)$ становится невозможным, так как звезды с такими частотами практически не успевают дать за все время наблюдений даже одну вспышку. Они практически не отличимы от невспыхивающих звезд.

Вспышки сверхновых в галактиках. Хотя каждая сверхновая вспыхивает только один раз, все же нетрудно увидеть полную аналогию между проблемами статистики вспыхивающих звезд и статистики сверхновых. *Для этого следует рассматривать в качестве «вспыхивающих объектов» галактики. Тогда стоит заменить в вышеприведенных рассуждениях слово «вспыхивающая звезда» словом «галактика»,* а понятие «вспышка звезды» понятием «вспышка сверхновой в галактике». Таким образом может быть по аналогии рассмотрена возможность вывода функции распределения частот для разных совокупностей галактик.

Здесь, подобно случаю вспыхивающих звезд, не может быть и речи об определении средней частоты вспышек для определенных индивидуальных галактик. Однако здесь данных недостаточно и для применения развитого выше статистического метода, ибо вспышки наблюдались пока в столь малом числе галактик, что изменения в величине $n_1(\tau)$, которые мы попытались бы определить, совершенно затерялись бы в флуктуациях этой величины. Представляется, что только через двадцать или тридцать лет систематических наблюдений некоторых совокупностей галактик удастся собрать материал для решения обратной задачи рассмотренного типа в применении к вспышкам сверхновых.

5. Заключительные замечания

а) *Недостаточное использование рассматриваемого подхода.* Приводя здесь эти интересные примеры, следует отметить, что подход к астрофизическим задачам как к обратным начинает только пробивать себе дорогу, в то время как обсуждению различных моделей в астрофизической литературе ежегодно посвящаются многие сотни работ. Вся огромная масса астрофизических данных, относящихся к десяткам и сотням тысяч звезд и галактик, не используется с этой точки зрения, а ждет скорее удачных моделей, могущих объяснить хоть часть этих фактов. Думается, что глубокое проникновение в сущность некоторых явлений, связанных с атмосферами звезд и их спектрами, даст со временем возможность использовать данные о внешних параметрах, в том числе о спектральных параметрах звезд, и посредством решения обратных задач находить закономерности самых глубоких астрофизических процессов вплоть до характера явлений, происходящих внутри звезд.

б) *Точность и однозначность решений.* Большая часть обратных задач астрофизики приводится к уравнениям типа интегральных уравнений первого рода или сходным с ними. Поскольку исходные данные (заданные из наблюдений функции) определяются не всегда точно, то решения могут оказаться отягощенными очень большими ошибками. Иногда эти последние могут быть ограничены на основе дополнительных соображений. В ряде работ академик А. Н. Тихонов указал, как такие соображения могут быть использованы для более правильной постановки некоторых обратных задач физики, например, спектроскопии.

Особенно велики ошибки в значениях заданных функций, когда эти значения основаны на статистических подсчетах и когда приходится вместо выведенных из наблюдений усредненных по многим реализациям значений вводить числа, основанные на одной лишь реализации. Тем не менее следует считать ценным, что анализ математической природы задачи может позволить и здесь судить в определенной мере о степени и характере неопределенностей и неточностей решений.

Заметим, что уменьшение, а тем более полное устранение указанных неопределенностей может оказаться невозможным в рамках использования данных наблюдения определенного типа, даже при неограниченном умножении числа и уточнении этих данных, и может потребовать постановки наблюдений или опытов совершенно другого рода.

Все это говорит не о слабости, а скорее о силе подхода с точки зрения обратных задач, поскольку в этом случае в отличие от метода моделей остаются открытыми возможности оценки точности, однозначности и пределов применимости получаемых решений.

В прямых задачах меньше возможностей для выяснения этих вопросов.

Примечание. Интерес В. А. Амбарцумяна к обратным задачам проходит красной нитью через всю его научную деятельность. Еще в молодости им были решены важные задачи такого рода, относящиеся к математической физике и звездной астрономии (см. т. 1, с. 107 и 411). Обратные задачи сравнительно легко решаются в случаях, когда физическая картина явления уже ясна и речь идет лишь об определении параметров изучаемого объекта. Однако в астрофизике подобные случаи встречаются редко, обычно же необходимо выяснять и физическую сущность явлений.

В последнее время стали решаться обратные задачи в теории переноса излучения. Они заключаются в нахождении оптических свойств среды по наблюдаемым интенсивностям выходящего из нее излучения. Можно думать, что достижения в этой области будут полезными для ряда разделов астрофизики (в частности, для физики звездных атмосфер).