

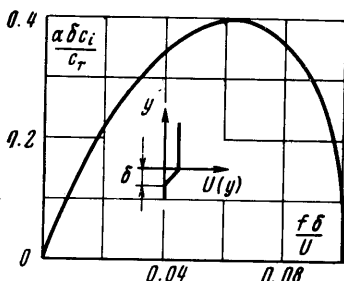
ВОЗДЕЙСТВИЕ ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ НА ТУРБУЛЕНТНУЮ СТРУЮ ГАЗА

В. И. ФУРЛЕТОВ

(Москва)

На основе экспериментального исследования структуры турбулентной струи при акустическом воздействии показано, что влияние звуковых колебаний чистого тона на средние и пульсационные характеристики струи, обнаруженное в работе [1], объясняется сворачиванием пограничного слоя в вихри, т. е. ее гидродинамической неустойчивостью.

Одним из методов активного воздействия на аэродинамические характеристики струйных течений является облучение их звуковыми колебаниями чистого тона. Обнаружено [1], что при сравнительно небольших числах Рейнольдса ($R = Ud/\nu < 3 \cdot 10^4$, d — диаметр сопла, $d = 10, 15, 30, 55$ мм) акустическое воздействие в диапазоне чисел Струхала $S = df/U$ от 0.2 до 1 приводит к заметному уменьшению средней скорости на оси струи и соответствующему увеличению пульсаций скорости, а в диапазоне чисел S от 1 до 5 — к некоторому возрастанию средней скорости и соответствующему снижению пульсаций по сравнению с их значениями при отсутствии звука от внешнего источника. Эта зависимость средних и пульсационных характеристик от звука получена при измерениях, проведенных в начале основного участка струи, при $x/d = 8$. В начальном сечении струи ($x/d = 0.2$) звук практически не влияет на профиль средней скорости и интенсивность турбулентности. Изменение в этих величинах становится заметным при $x/d = 6$. Измерения показали, что вызванное акустическим возмущением возрастание или уменьшение средней скорости на оси струи сопровождается соответствующим уменьшением или увеличением радиуса поперечного сечения струи.



Фиг. 1. Пространственный коэффициент усиления [3]

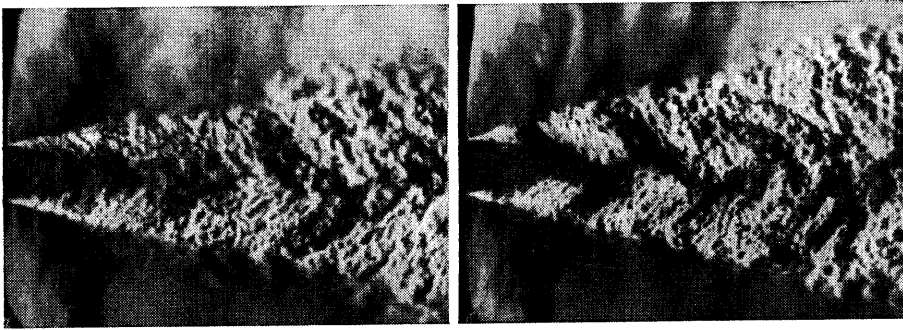
лентную структуру потока (т. е. на турбулентные моли того или иного размера) и, следовательно, на процесс каскадной передачи энергии от больших турбулентных вихрей к меньшим.

Такая трактовка явления представляется неубедительной, так как длина волны звуковых колебаний в экспериментах [1] значительно превышает поперечный размер струи.

Для объяснения влияния акустических возмущений на средние и пульсационные характеристики течения необходимо учитывать характер гидродинамической устойчивости турбулентной струи. Можно следующим образом представить себе механизм воздействия звука на струю. Звуковые колебания чистого тона, периодически возмущая внешние слои струи вблизи точки отрыва, приводят к зарождению вихрей. Непосредственное воздействие звука на структуру потока на этом заканчивается. Вихревые возмущения по мере движения вдоль струи могут благодаря ее неустойчивости усиливаться или ослабляться в зависимости от их частоты. Усиление вихрей за счет кинетической энергии потока приводит к усилению взаимодействия между ними и последующему их уничтожению, т. е. дроблению на более мелкие вихри. Этот процесс аналогичен ламинарно-турбулентному переходу в струях и ведет к интенсификации турбулентного перемешивания. Очевидно, что ослабление в струе вихрей, зародившихся у кромок сопла, должно приводить к ослаблению перемешивания в начальном участке струи и затягиванию процесса перестройки каналового течения в струйное.

Экспериментальные данные работы [2] показывают, что устойчивость турбулентной струи газа при достаточно больших числах Рейнольдса ($R > 10^3$) определяется, как и для ламинарной струи, профилем скорости. Характер неустойчивости струи в этом невязком, предельном случае известен; впервые он был исследован Рэлеем [3]. Одним из результатов его расчета устойчивости простого слоя жидкости с наклонным профилем скорости является кривая, представленная на фиг. 1. На этой фигуре по оси ординат отложен пространственный коэффициент усиления возмущений, т. е. выражение, стоящее в показателе экспоненты, описывающей рост малых возмущений вдоль струи; по оси абсцисс — их частота. Область нарастающих в струе возмущений ограничена сверху частотой нейтрального возмущения.

Наблюдаемые в экспериментах частоты натуральных возмущений соответствуют частоте возмущения, имеющего максимальную пространственную скорость усиления [2, 4]. При искусственном воздействии на струю звуком оказывается возможным возбудить любые возмущения с частотами, принадлежащими области неустойчивости струи [5]. Возмущения с частотой, превышающей частоту нейтрального возмущения, будут затухающими. Эта частотная зависимость, справедливая для струйного тече-



Фиг. 2. Импульсные шпирен-фотографии струи, $U = 60.7$ м/сек. а — без звукового возмущения; б — при звуковом возмущении, $f = 1400$ гц, $J = 133$ дб

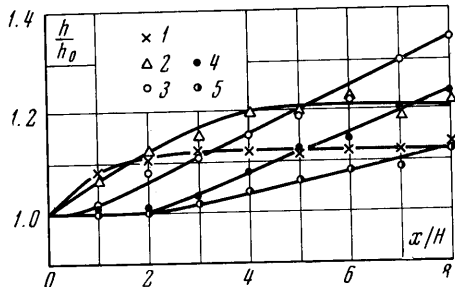
ния, позволяет с единой точки зрения объяснить обнаруженные в работе [4] ослабление перемешивания при высокочастотном звуковом воздействии и интенсификацию перемешивания при низкочастотном звуковом облучении.

Для подтверждения высказанных соображений приведем несколько импульсных шпирен-фотографий плоской турбулентной струи воздуха, сделанных с временем экспозиции 10^{-5} сек. Высота выходного сечения щели равнялась 7.5 мм, длина — 100 мм, толщина щели — 100 мм. Плоско-параллельную структуру потока обеспечивали боковые стенки с кварцевыми окнами. Температура воздуха на выходе из щели равнялась приблизительно 200°C , температура окружающего воздуха — около 25°C . Источником звука служил громкоговоритель 10ГРД-5, расположенный под щелью на расстоянии 340 мм.

На фиг. 2 показана струя газа, вытекающая из щели со скоростью 60.7 м/сек, в отсутствие звука и при его воздействии с частотой 1400 гц. Уровень звукового давления J вблизи щели в отсутствие потока равнялся 133 дб. Число Рейнольдса, подсчитанное по высоте щели, равнялось $1.48 \cdot 10^4$; число Струхала — 0.17. Видно, что при звуковом облучении в пограничном слое струи появились регулярные оптические неоднородности. Они указывают на возникновение в струе вихрей. Частота их образования с каждой стороны струи равна частоте звука. На некотором расстоянии от щели регулярные темные образования, хорошо заметные в начале струи, исчезают; происходит разрушение вихрей.

Этот процесс приводит к интенсификации перемешивания, сопровождающегося увеличением ширины струи (фиг. 3, кривые 1 и 2). На фиг. 3 по оси ординат отложено отношение ширины струи при звуковом облучении h к ширине струи в отсутствие звукового возмущения h_0 , по оси абсцисс — расстояние от щели вдоль струи; за единицу длины взята высота щели H . Данные, представленные на этой фигуре, получены обработкой шпирен-фотографий струи, аналогичных показанным на фиг. 4. Время экспозиции равнялось $1/30$ сек.

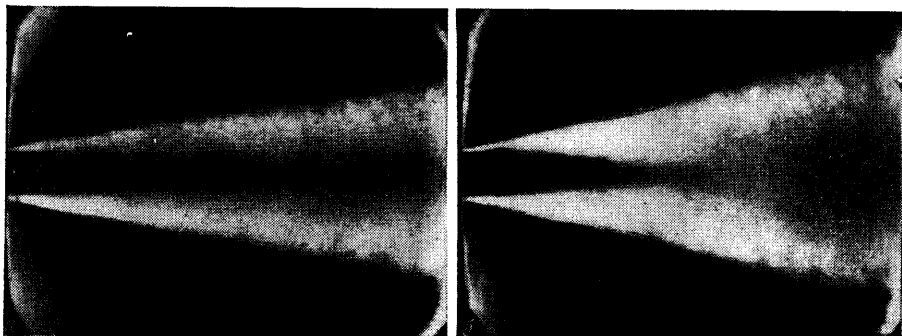
После разрушения вихрей, как это следует из вида кривой 1 или 2 (фиг. 3), относительный коэффициент расширения не изменяется; все дальнейшее развитие



Фиг. 3. Относительное расширение струи, $f = 1400$ гц, $J = 133$ дб. 1 — $U = 44.5$ м/сек, $R = 1.08 \cdot 10^4$, $S = 0.236$; 2 — $U = 56.1$ м/сек, $R = 1.37 \cdot 10^4$, $S = 0.187$; 3 — $U = 87.0$ м/сек, $R = 2.12 \cdot 10^4$, $S = 0.12$; 4 — $U = 154.5$ м/сек, $R = 3.77 \cdot 10^4$, $S = 0.068$; 5 — $U = 154.5$ м/сек, $R = 3.77 \cdot 10^4$, $S = 0.068$; $f = 1400$ гц, $J = 129$ дб

струи подчиняется обычным законам нарастания ширины турбулентной струи. Отсюда можно сделать вывод о том, что звуковые колебания, действуя на эту часть струи, уже не вызывают никаких изменений в ее аэродинамических характеристиках. Этот результат находится в соответствии с исследованиями Рэля и Брауна, показавшими, что звуковые колебания действуют на ламинарные струи непосредственно у отверстия и не возмущают струю (в частности, не влияют на развитие вихрей) при воздействии на остальную ее часть [3, 6].

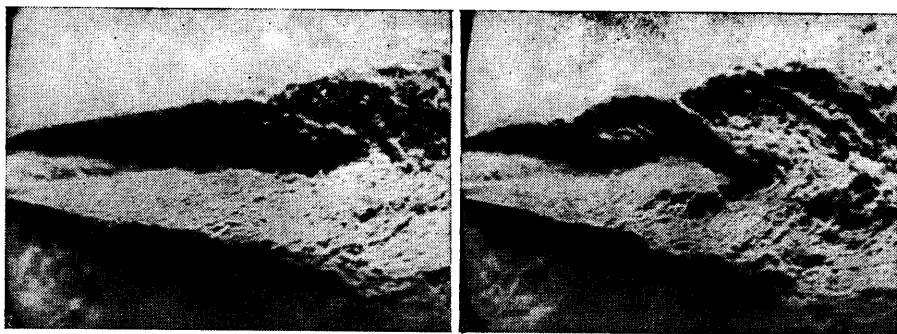
Для иллюстрации вихревой структуры потока, облучаемого звуком, на фиг. 5 приведены импульсные шпирен-фотографии струи, снятые при горизонтальном поло-



Фиг. 4. Шпирен-фотографии струи, $U = 87$ м/сек. а — без звукового возмущения; б — при звуковом возмущении, $f = 1400$ гц, $J = 133$ дб

жения ножа Фуко. Видно, что звуковые колебания вызывают искривление струи. В среднем же за достаточно большой промежуток времени оно не заметно (фиг. 4). В этом случае внешние и внутренние границы слоя смешения на начальном участке струи будут границами «следа», который образуют вихри при своем движении вниз по течению.

Благодаря усилению возмущений в струе, увеличению размеров вихрей в среднем по времени наблюдается сокращение центрального ядра струи и увеличение тол-



Фиг. 5. Импульсные шпирен-фотографии струи, $U = 92.3$ м/сек. а — без звукового возмущения; б — при звуковом возмущении, $f = 1400$ гц, $J = 133$ дб

щины слоя смешения (фиг. 4). Следовательно, увеличение расширения струи при акустическом воздействии на участке вихревого движения объясняется периодическим изменением турбулентного обмена между потоком и окружающим газом. Этим участкам струи на фиг. 3 соответствуют нарастающие значения относительного расширения. Увеличение ширины струи с удалением от щели происходит здесь по закону, близкому к квадратичному. После разрушения вихрей расширение струи продолжается, но уже по обычному линейному закону.

Таким образом, в целом интенсификация турбулентного перемешивания в струе при звуковом облучении объясняется вихреобразованием, которое происходит благодаря гидродинамической неустойчивости струйного течения.

Относительное расширение струи зависит от скорости истечения газа U . Эта зависимость для некоторых сечений струи имеет немонотонный характер (фиг. 6). Та-

кая форма кривой объясняется тем, что при малых скоростях потока рассматриваемое сечение ($x/H = 8$) приходится на участок завершеного вихревого движения (фиг. 3, кривые 1 и 2), а при больших — на участок струи с развитой вихревой структурой (фиг. 3, кривые 3 и 4). Из анализа импульсных шпирен-фотографий следует, что предельное значение относительного расширения струи оказывается тем большим, чем большего линейного размера достигают вихри к моменту своего разрушения. Этот наибольший размер вихрей зависит при фиксированной интенсивности акустического возмущения от двух факторов: скорости роста линейного размера вихрей вдоль по потоку и протяженности участка струи, на котором происходит их развитие. Изменение наклона кривых на фиг. 3, а также величины относительного расширения для сечения струи на участке вихревого движения (фиг. 6), с изменением скорости потока свидетельствует об уменьшении пространственной скорости роста линейного размера вихря с увеличением скорости истечения газа. Однако увеличение скорости потока приводит к увеличению длины волны вихревого движения¹ и протяженности участка струи, на котором происходит усиление вихрей. В результате предельный размер вихрей по крайней мере для ограниченной области чисел Струхала и Рейнольдса растет с увеличением скорости; соответственно этому увеличивается предельное значение относительного расширения струи.

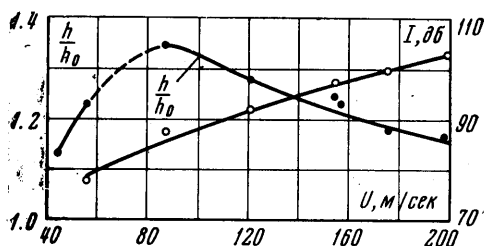
При больших скоростях истечения заметное образование вихрей наступает на расстоянии одной длины волны вихревого движения от щели. Поэтому с увеличением скорости (уменьшением числа S) становится все менее заметным изменение аэродинамических характеристик в начальной части струи (фиг. 3, кривая 3).

Отметим некоторое сходство в структуре турбулентных струй, находящихся под действием акустического возмущения и механического турбулизатора — диска, установленного в сопле [7]. Измерения, выполненные с помощью термоанемометра, показали, что при работе механического турбулизатора в струе, так же как и при звуковом облучении, можно выделить два участка. В начальной части струи наблюдаются квазирегулярные колебания пульсационной компоненты скорости с частотой, равной удвоенной частоте вращения диска; вдали от начального сечения струи характер изменения пульсационной скорости является обычным для турбулентных струй. Как и в случае акустического возмущения, с ростом числа Струхала протяженность участка с почти регулярным движением сокращается. Можно предположить, что и в данном случае влияние турбулизатора на аэродинамические свойства потока связано с характером гидродинамической устойчивости пульсирующей струи.

Предложенный механизм воздействия звука на струю газа позволяет несколько иначе взглянуть на вопрос о том, какова должна быть интенсивность звука для воздействия на гидродинамические характеристики течения. Распространенная точка зрения сводится к следующему. Согласно теории Лайтхилла, хорошо подтвержденной экспериментальными исследованиями, порождаемые турбулентной струей акустические возмущения не оказывают обратного влияния на гидродинамические характеристики течения. Отсюда делается вывод о том, что для сколько-нибудь заметного изменения гидродинамических характеристик течения интенсивность искусственных акустических возмущений должна существенно превышать интенсивность естественного шума исходного течения.

Для обоснованного механизма воздействия на струю прямой непосредственной зависимости интенсивности искусственного возмущения от интенсивности естественного аэродинамического шума нет. Это объясняется тем, что звук действует на струю у кромки сопла, вблизи точки отрыва, т. е. в наиболее чувствительном к возмущениям скорости и градиента давления сечении струи [8]. Минимальная величина интенсивности звука, приводящая к вихреобразованию в струе, по-видимому, определяется соотношениями между среднеквадратичными значениями турбулентных пульсаций скорости в пограничном слое и соответствующими значениями периодических колебательных составляющих скорости акустического поля, величина которых вблизи точки отрыва зависит, в частности, от геометрических характеристик края сопла [8].

Отсутствие зависимости между величиной возмущения, эффективно действующей



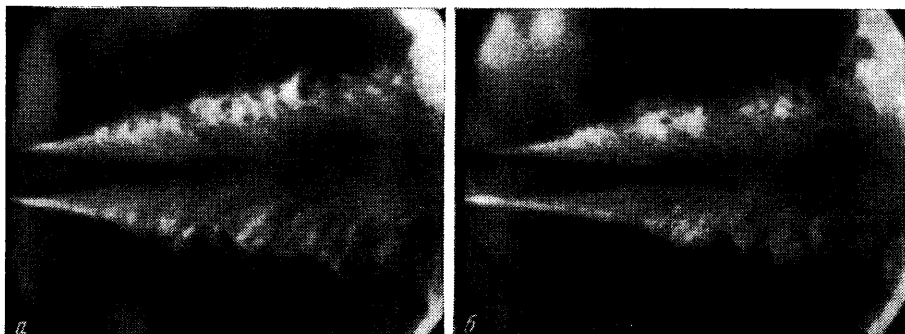
Фиг. 6. Зависимость относительного расширения струи от скорости истечения газа. $x/H = 8$, $f = 1400$ гц, $I = 133$ дб. Уровень шума струи, I

¹ Под длиной волны вихревого движения понимается расстояние между вихрями, расположенными по одну сторону струи.

щего на струю, и интенсивностью естественного аэродинамического шума подтверждается экспериментами с пламенем. В этих опытах через щель подавалась однородная бензино-воздушная смесь, которая сгорала в виде плоского наклонного турбулентного пламени. Стабилизация пламени обеспечивалась дополнительными боковыми пламенами. Несмотря на то, что при одинаковых скоростях истечения газа уровень шума пламени на 20—25 дБ превышал уровень шума струи, воздействие звуковых колебаний на их структуру начиналось с одной и той же величины возмущения. Аналогия явления чувствительности турбулентных струй и пламен к звуку проявилась и в одинаковой форме вихревого движения, т. е. в одинаковом расположении вихрей относительно центральной линии струи.

Эффект усиления интенсивности перемешивания и, соответственно, расширения струи уменьшается при ослаблении звука (фиг. 3, кривые 4 и 5).

Данные, представленные на фиг. 3 и 4, получены с возмущениями, уровень звукового давления которых значительно превышал уровень шума струи. Общий уро-



Фиг. 7. Импульсные шлирен-фотографии струи, $U = 5.7$ м/сек. а — без звукового возмущения; б — при звуковом возмущении, $f = 1400$ гц, $J = 135$ дБ.

вень шума струи в полосе частот 20—20 000 гц показан на фиг. 6. Акустические измерения выполнены комплектом аппаратуры фирмы Брюэль и Кьер. Микрофон располагался на высоте 200 мм от центральной линии струи на расстоянии 40 мм от выходного сечения щели вниз по потоку. В этой же точке уровень давления в звуковой волне громкоговорителя равнялся приблизительно 125 дБ независимо от величины скорости истечения газа.

Представление об эффективности акустического воздействия дает величина отношения плотности звуковой энергии к кинетической энергии газа в единице объема на выходе из сопла. Эта величина весьма мала. Например, для случая 5 (фиг. 3) она равна приблизительно $1.2 \cdot 10^{-6}$. Поэтому при направленном воздействии акустического поля на основание струи затраты энергии для эффективного регулирования интенсивности перемешивания должны быть малы.

Подробного исследования влияния высокочастотных акустических колебаний ($S > 1$) на интенсивность турбулентного перемешивания и расширение струи в данной работе не проводилось.

Следует, однако, отметить, что облучение струи ($U = 44.5$ м/сек и 77.3 м/сек, $R = 1.08 \cdot 10^4$ и $1.88 \cdot 10^4$) звуком, излучаемым свистком Гартмана ($f = 19$ кГц, $J = 133$ дБ, $S = 3.2$ и 1.84), не привело к уменьшению величины ее расширения, как это ожидалось на основании работы [4].

При небольшой скорости истечения ($U = 5.7$ м/сек, $R = 1.39 \cdot 10^3$) звуковые колебания с частотой 1400 гц ($S = 1.84$) вызывают заметное увеличение протяженности области перестройки каналного течения в струйное. В отсутствие звукового возмущения нарастание толщины слоя смешения начинается непосредственно от края щели: длина переходного участка мала (фиг. 7, а). При звуковом возмущении резкое нарастание толщины слоя смешения начинается на значительно большем расстоянии от щели (фиг. 7, б). Затягивание процесса перестройки течения приводит к некоторому уменьшению относительного расширения струи.

Автор благодарит В. Е. Дорошенко, В. И. Ягодкина и А. И. Секундова за обсуждение и помощь в работе.

Поступило 30 I 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Власов В. Е., Гиневский А. С. Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики турбулентной струи. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 4.
2. Секундов А. Н., Яковлевский О. В. Некоторые вопросы перехода канального течения в струйное. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 3.
3. Стрэтт Дж. В. (Лорд Рэлей) Теория звука. М. Гостехиздат, 1955, № 2.
4. Sato H. The stability and transition of two-dimensional jet. J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, pt 1.
5. Schade H., Michalke A. Zur Entstehung von Wirbeln in einer freien Grenzschicht. Z. Flugwiss., 1962, H. 4/5.
6. Brown G. B. On vortex motion in gaseous jets and the origin of their sensitivity to sound. Proc. Phys. Soc., 1937, vol. 47, No. 261.
7. Вулис Л. А., Джаугаштин К. Е., Кельмансон И. А. Некоторые данные о влиянии турбулизатора на структуру течения в свободной струе. Тепло- и массоперенос. М., «Энергия», 1968, т. 1.
8. Биркгоф Г. Неустойчивость Гельмгольца и Тейлора. В кн.: «Гидродинамическая неустойчивость». М., «Мир», 1964.

ПРИМЕР ПРИМЕНЕНИЯ ГИПОТЕЗЫ МИЛЛИОНЩИКОВА К ЗАДАЧЕ О ВЫРОЖДЕНИИ ИЗОТРОПНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

А. П. МИРАВЕЛЬ

(Москва)

Рассматривается модельный пример эволюции спектра затухающей изотропной турбулентности с начальными ненулевыми третьими моментами специального вида, построенными исходя из некоторой вихревой модели.

1. Статистическое описание турбулентности при помощи совокупности моментов гидродинамических полей различных порядков (в соответствии с общим методом Фридмана — Келлера) приводит, как известно, к бесконечной системе зацепляющихся дифференциальных уравнений. В связи с этим в теории турбулентности возникает «проблема замыкания», т. е. выбора дополнительных гипотез, позволяющих замкнуть систему уравнений для нескольких низших моментов и получить с ее помощью приближенные значения этих моментов (см., например, [1], § 19).

Простейший метод замыкания уравнений с помощью пренебрежения моментами некоторого порядка по сравнению с моментами низших порядков, который использовался в первой работе Л. В. Келлера и А. А. Фридмана [2], имеет определенный смысл лишь в применении к очень слабой турбулентности, приближающейся к заключительному периоду вырождения. Наибольший же интерес в реальных условиях представляет собой случай развитой турбулентности при больших числах Рейнольдса. Для такой турбулентности сравнительно простым и естественным представляется метод замыкания, предложенный еще в 1941 г. М. Д. Миллионщиковым [3] и опирающийся на гипотезу квазинормальности (иначе, гипотезу Миллионщикова), согласно которой семинварианты четвертого поля скорости считаются равными нулю (т. е. допускается, что четвертые моменты выражаются через вторые по формулам, справедливым для многомерных нормальных распределений вероятностей). Экспериментальной проверке этой гипотезы были посвящены работы Уберои [4], показавшего, что в случае турбулентности за решеткой в аэродинамической трубе гипотеза Миллионщикова выполняется с высокой степенью точности для всей совокупности возмущений, содержащих основную долю турбулентной энергии.

Первые применения гипотезы Миллионщикова к задаче о вырождении изотропной турбулентности принадлежат Праудмену и Риду [5] и Тацуми [6], получившим для небольших начальных промежутков времени вырождения вполне разумные результаты. Позже Огура [7] численно проинтегрировал систему моментных уравнений, замкнутых при помощи гипотезы Миллионщикова, для некоторых простых моделей начальных условий и обнаружил, что через какое-то время получающиеся результаты становятся физически невозможными — соответствующий спектр энергии оказывается отрицательным при некоторых значениях волновых чисел.

Однако расчеты Огура (так же как и более ранние расчеты Праудмена — Риды и Тацуми) были произведены при довольно искусственном предположении о том, что в начальный момент $t = 0$ третьи моменты поля скорости тождественно равны нулю, т. е. полностью отсутствует передача энергии по спектру, в реальных условиях всегда играющая очень большую роль (на последнее обстоятельство недавно обратил внимание М. Д. Миллионщиков [8]). Поэтому представляется целесообразным повторить расчеты Огура при более реальных начальных условиях и, прежде всего, при