

© 1992

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА
ЭЛЕМЕНТАРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ
В ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ

В.Т. Белов

Экспериментальный и теоретический поиск акустического излучения, генерируемого элементарными частицами, пока не дал никаких практических результатов. Как первые работы в этом направлении [1], так и дальнейшее развитие теории и эксперимента, достаточно полно представленные в [2], базируется на прямом гидродинамическом преобразовании кинетической энергии частицы в звуковую энергию. В то же время термодинамические методы такого преобразования практически не используются, хотя уже сейчас существуют экспериментальные приборы, позволяющие слышать звук, создаваемый пролетающими элементарными частицами, например, пузырьковая камера.

Действительно, при пролете протона через жидкость пузырьковой камеры, он образует цепочку маленьких пузырьков пара, которые со временем расширяются. Расширение пузырьков пара означает, что давление в них больше, чем давление окружающей жидкости, и при их расширении в жидкости возникает ударная гидродинамическая волна, представляющая из себя звук, сопровождающий пролет протона через пузырьковую камеру. Рассчитаем параметры этого акустического излучения протона.

Будем рассматривать пузырьковую камеру как своеобразную тепловую машину, преобразующую кинетическую энергию частицы в теплоту Q и производящую за счет этой теплоты работу A по созданию акустического излучения. Пусть жидкость в пузырьковой камере имеет плотность ρ_1 , температуру T_1 и находится под давлением P_1 в момент пролета протона. Из-за высокой скорости движения протона эти величины можно считать постоянными в течении времени пролета протона. Для простоты рассуждений примем, что вся кинетическая энергия термализуется в жидкости, т.е. $E=Q$ и образуется только один пузырек пара. При образовании этого пузырька пара совершается работа не меньшая, чем $A = \sigma \cdot S$, где: σ - коэффициент поверхностного натяжения, S - площадь поверхности пузырька пара. Эта работа по 1 началу термодинамики совершается за счет теплоты Q , полученной жидкостью при термализации энергии частицы E . Согласно 1 начала термодинамики, эта работа может совершаться только в одном из следующих термодинамических процессов; изобарическом, изотермическом, адиабатном (либо в какой-то их комбинации). Каждый из этих процессов,

а тем более какая-то их комбинация, требует для своего осуществления изменения как минимум двух термодинамических параметров из трех, описывающих любую термодинамическую систему. В пузырьковой камере все при термодинамических параметра постоянны. Даже если считать, что давления P_1 изменяется за время пролета протона, то все равно, согласно 1 начала термодинамики, не существует никакого термодинамического процесса, который проходил бы при двух постоянных термодинамических параметрах. Итак, 1 начало термодинамики требует, чтобы при образовании пузырьков пара работа по их образованию равнялась нулю, т.е. $A = \oint \delta S = 0$. Физический смысл этого равенство имеет только в единственном случае, когда $\delta = 0$, а $\delta = 0$ только при критической температуре жидкости T_K . Таким образом, протон за счет своей кинетической энергии нагревает жидкость до критической температуры и образуется пузырек с температурой пара T_K . Рассчитаем теперь плотность образовавшегося пара.

Для этого поместим пузырьковую камеру в невесомость. Пусть центр масс пузырьковой камеры находится в точке C . В момент образования пузырька пара с плотностью $\rho_2 \ll \rho_1$ центр масс должен был сместиться в другую точку C' из-за того, что $\rho_2 \neq \rho_1$. Так как движение центра масс из C в C' за счет внутренних сил запрещено законом сохранения импульса и непонятно, за счет какой энергии было бы произведено такое перемещение, то необходимо для соблюдения закона сохранения импульса принять, что плотность пара в образовавшемся пузырьке равна плотности жидкости, т.е. $\rho_2 = \rho_1$. После образования пузырька пара с $\rho_2 = \rho_1$ происходит его расширение, и за счет энергии сжатого пара возникает реактивное движение жидкости в одну сторону, а пузырька в другую с сохранением центра масс в точке C . В условиях гравитационного поля Земли направление движения пузырька задается этим полем. Так как неизвестно уравнение состояния реального газа при таких высоких плотностях, то примем, что плотности пара ρ_1 соответствует давление пара $P_2 > P_1$. Так как $\rho_2 = \rho_1$, то нагрев жидкости и образование пузырька пара можно в первом приближении считать изохорическим процессом. Далее пузырек пара расширяется по закону простой или ударной адиабаты до давления $P_1' \leq P_1$ из-за уменьшения давления в процессе цикла работы пузырьковой камеры и при постоянном давлении P_1' происходит изобарное сжатие и схлопывание пузырька пара. Таким образом, термодинамический цикл тепловой машины, которой является пузырьковая камера, состоит из процессов изохорического нагрева, адиабатного расширения и изобарического сжатия. Расчет КПД этого цикла, представляющего из себя оценку сверху, дает следующий результат:

$$\eta_1 = \frac{1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] - \frac{P_1'}{P_2} \cdot \left(\frac{V_2}{V_1} - 1 \right), \quad (1)$$

где γ - показатель адиабаты используемого газа, V_1 - объем пузырька пара в момент образования, V_2 - объем расширившегося

пузырька пара. В соответствии с этим акустическая энергия $E_1 = \eta_1 \cdot Q = \eta_1 \cdot E$, т.е. при постоянных данных условиях она прямопропорциональна энергии частицы. Амплитуда давления в ударной акустической волне изменяется от $(P_2 - P_1)$ до нуля.

Образование в пузырьковой камере целой гирлянды пузырьков пара приводит только к изменению условий регистрации ударной акустической волны. т.к., согласно 1 начала термодинамики и закона сохранения импульса, каждый из образовавшихся пузырьков пара имеет пар при T_K и давлении P_2 .

Рассмотрим теперь случай, когда кинетическая энергия частицы не полностью термализуется, или термализуясь, только частично идет на образование пузырьков пара, т.е. $Q = \eta_2 \cdot E$ и $E_1 = \eta_2 \cdot \eta_1 \cdot E$. Величина η_2 в этом случае зависит теперь от условий торможения частицы и статистического характера происходящих при этом процессов, связанных с торможением. Если условия торможения можно достаточно просто стандартизировать, растворяя в жидкости различные соли, как это рекомендовано в [3] для аналогичной пузырьковой параметрической камеры, то действие статистического характера происходящих процессов можно только незначительно уменьшить, приблизив температуру T_1 жидкости к критической температуре жидкости, как это рекомендовано там же.

Таким образом, чтобы услышать звук ускоряемых протонов, достаточно в пузырьковую камеру поместить пьезокерамический гидрофон, а для того, чтобы получить от этого звука полезную нам информацию о частицах, необходимо тщательно подобрать режим работы пузырьковой камеры и откалибровать ее по частицам с известной энергией.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А с к а р ь я н Г.А. // Атомная энергия. 1957. Т. 3. № 8. С. 152-153.
- [2] Радиационная акустика./ Под редакцией Лямшева Л. М., М.: Наука; 1987. 135 с.
- [3] А.С. 1519384, СССР, МКИ³, G01 T1/29. Камера для регистрации траекторий элементарных частиц, ядер, рентгеновских и γ -квантов излучения. В.Т. Белов. 4282569/24-25. Бюлл. изобр. 1989. № 23.

Поступило в Редакцию
7 марта 1992 г.