

После того, как доказана единственность решения задачи 1, существование решения устанавливается методом редукции к интегральному уравнению Фредгольма относительно  $v_0(x) = u_y(x, 0)$ ,  $v_1(x) = u_y(x, 1)$ .

В заключение отметим, что в работе [1] доказана единственность поставленной задачи и существование слабого решения сопряженной задачи для уравнения  $\text{sign } u(y-1)u_{xx} + u_{yy} + p(xu_x + qu_x) + ru = f$ .

#### Литература

1. Кудаева З.В. Об одном аналоге задачи Трикоми для уравнения смешанного типа с разрывными коэффици-

циентами на двух параллельных линиях параболического вырождения // Известия вузов. Северо-Кавказский регион. Естественные науки. 2010. № 2. С. 19-22.

2. Нахушев А.М. Краевая задача для уравнения  $u(y-1)u_{xx} + u_{yy} = 0$  // ДАН СССР. – 1966. – Т.166, № 3. С. 536-539.
3. Нахушев А.М. Задачи со смещением для уравнений в частных производных. М.: Наука., 2006.
4. Poritsky H. Polegonal Approximation Method in the Hodograph Plane // Proceeding of symposia in the Applied Mathematics. 1, P. 94-116.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО ШУМА ВОЗДУШНОЙ ПОДУШКИ

*Мурзинов Валерий Леонидович*

*доцент, доктор технических наук, профессор кафедры «Пожарной и промышленной безопасности» Воронежского государственного архитектурно-строительного университета, г. Воронеж*

*Мурзинов Павел Валерьевич*

*кандидат технических наук, заведующий лабораторией «Исследование акустических процессов» Воронежского государственного архитектурно-строительного университета, г. Воронеж*

#### АННОТАЦИЯ

*Воздушные потоки в природе, в технических устройствах, в производственных системах транспортирования на воздушной подушке генерируют аэродинамический шум, который является негативным фактором с позиции экологии. Аэродинамический шум, генерируемый воздушным потоком, возникает благодаря турбулентности этого потока. Моделирование аэродинамического шума можно осуществлять методом преобразования уравнений движения, неразрывности и энтропии для воздушных потоков. Представлены результаты построения модели потенциала скорости малых возмущений турбулентного потока в воздушной подушке. Показано соотношение, связывающее гидродинамические характеристики турбулентного потока с его акустическими характеристиками в воздушной подушке. Получена формула для инженерных расчётов уровня аэродинамического шума, формируемого воздушной подушкой, образованной одиночным щелевым отверстием.*

#### ABSTRACT

*Air streams in the nature, in technical devices, in industrial systems of transportation on an air pillow generate aerodynamic noise which is the negative factor from a position of ecology. The aerodynamic noise generated by an air stream, arises due to turbulence of this stream. Modeling of aerodynamic noise can be carried out a method of transformation of the equations of movement, indissolubility and entropy for air streams. Results of construction of model of potential of speed of small indignations of a turbulent stream in an air pillow are submitted. The ratio connecting hydrodynamic characteristics of a turbulent stream with its acoustic characteristics in an air pillow is shown. The formula for engineering calculations of a level of the aerodynamic noise formed by an air pillow, formed is received by a single slot-hole aperture.*

*Ключевые слова: аэродинамический шум, воздушная подушка, акустические характеристики, потенциал скорости малых возмущений, турбулентность, турбулентная вязкость, гидродинамическое моделирование.*

*Keywords: aerodynamic noise, air pillow, acoustic characteristics, potential of speed of small indignations, turbulence, turbulent viscosity, hydrodynamic modeling.*

На многих производствах одним из интенсивных источников аэродинамического шума, превышающего нормативные значения, являются системы транспортирования на воздушной подушке, предназначенные для межоперационного перемещения изделий. Специфические особенности аэродинамических процессов воздушной подушки в некоторых производствах делают её незаменимой [8, 9, 10, 11]. Однако требования производственной безопасности диктуют необходимость правильного проектирования производственных систем транспортирования на воздушной подушке, обеспечивающих малый уровень шума, не превышающий допустимых значений [14].

В установленном течении в воздушной подушке с позиции эргодической гипотезы [13, 15] возникают стационарные процессы вихреобразования, порожденные вязкостью потока, что приводит к возникновению аэродинамических звуковых потоков. Физическая картина взаимодействия турбулентного потока со звуковыми вол-

нами в тонком зазоре между двумя параллельными плоскостями многогранна и характеризуется взаимозависимостью различных факторов. К этим факторам можно отнести структуру вихрей, физические и акустические характеристики плоскостей, аэродинамические и термодинамические параметры потока, форму и расположение питающих отверстий (сопел), создающих воздушную подушку. В итоге в результате этого взаимодействия формируется звуковой поток, основная энергетическая составляющая которого поступает через боковые грани воздушной подушки. Как показывает эксперимент и анализ функционирования воздушной подушки, величина уровня звука остается постоянной для стационарных процессов, параметры которых не изменяются во времени. Этими параметрами являются давление в пневмокамере, вес транспортируемых предметов, проходное сечение сопел, температура. При изменении какого-либо параметра режим течения изменяется и, соответственно, изменяются

характеристики акустического потока. Наблюдается корреляционная связь между изменениями параметров воздушной подушки и изменениями акустических показателей звуковых потоков. Для турбулентных потоков важными показателями являются турбулентная вязкость и геометрическая характеристика – «путь перемешивания». Таким образом, используя эти показатели можно на основе аэродинамической модели течения построить модель уровня звука, порождаемого этим течением.

В классической акустике генерацию звука описывают с помощью неоднородного волнового уравнения, правая часть которого определяет источники звука, их распределение в пространстве и структуру. Задачей является получение на основе классических уравнений механики жидкости такого уравнения, которое моделировало бы величину уровня шума аэродинамического происхождения [1, 2, 3]. В монографии [7] Кузнецов В.М. отмечает, что генерация и распространение возмущений в движущейся жидкой среде могут быть описаны с помощью уравнений аэроакустики, которые получены из уравнений движения жидкости. Однако при выводе уравнений аэроакустики используются методы комбинирования отдельными членами уравнения, методы упрощения и приближения. Результатами этих преобразований являются модели и теории, которые могут показаться несколько противоречивыми. Наиболее эффективными являются модели и теории, дающие возможность получения уравнения аэроакустики, дающие практический результат.

Рассмотрим турбулентный поток воздуха, имеющий место в воздушной подушке. Особенностью такого течения является наличие твердых поверхностей, способствующих формированию слоистого течения воздуха – так называемый сдвиговой поток, в котором скорость зависит только от поперечных координат. Кроме того, течение в воздушной подушке обладает свойствами течения в канале и, в некоторой степени, свойствами свободного течения.

Влиянием вязкости и теплопроводности в части распространения звука можно пренебречь, помня, однако, что роль вязкости является весьма существенной в образовании исходного состояния среды, в которой генерируется и распространяется звук.

Для получения уравнений, описывающих генерацию звука в неоднородной движущейся среде, рассмотрим методику, предложенную Блохинцевым Д.И. [4, 5]. Запишем уравнения движения, уравнение неразрывности и уравнение для энтропии сжимаемой жидкости без учета вязкости

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_k \frac{\partial \rho}{\partial x_k} + \rho \frac{\partial v_k}{\partial x_k} = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + v_k \frac{\partial S}{\partial x_k} = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + U_{ok} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} u_k + \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho_o} \frac{\partial P_o}{\partial x_i} - U_{ok} \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k}, \tag{7}$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \rho_o \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + U_{ok} \frac{1}{c^2} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_k} = -\rho_o \frac{\partial U_{ok}}{\partial x_k}. \tag{8}$$

где  $t$  – время;  $v_i, v_k$  – проекции скорости на оси координат;  $\rho$  – плотность воздуха;  $P$  – давление;  $S$  – энтропия;  $i = 1, 2, 3$  – индекс;  $k = 1, 2, 3$  – индекс, по которому осуществляется суммирование;  $x_i, x_k$  – значения декартовой системы координат.

Уравнение состояния в дифференциальной форме

$$d\rho = \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_S dp + \left( \frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_p dS. \tag{4}$$

где  $\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{c^2} \frac{dp}{dt}$ ,  $c$  – скорость звука.

Традиционно, основные характеристики области течения воздуха представляются в виде суммы двух величин: одна величина соответствует среднему значению характеристики, а другая – является пульсационной составляющей. Характеристики скорости, плотности, давления и энтропии запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} v_i &= U_{oi} + u_i & u_i &\ll U_{oi} \\ \rho &= \rho_o + \tilde{\rho} & \tilde{\rho} &\ll \rho_o \\ p &= P_o + \tilde{p} & \tilde{p} &\ll P_o \\ S &= S_o + \tilde{S} & \tilde{S} &\ll S_o \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

Подставляя значения характеристик из (5) в уравнение (1), (2), (3) и учитывая, что  $\rho_o = const$  и  $S = comst$ , и получим четыре уравнения для пяти неиз-

вестных величин, а именно:  $u_i, \tilde{\rho}, \tilde{p}, \tilde{S}, U_{oi}$ . Система уравнений не замкнута. Но если, каким-либо образом, определить еще одну величину, то получим замкнутую систему линейных дифференциальных уравнений. Этой ве-

личиной может быть  $U_{oi}$ , которая определяется из решения обычной гидродинамической задачи течения с заданными граничными условиями. При этом предполагается, что полученные скорости потока соответствуют действительным осредненным значениям. К выше представленным уравнениям добавим пятое уравнение  $U_{oi} = f(x_i)$ .

При слабых колебаниях параметров, представленных в соотношении (5), происходит изоэнтропийное сжатие или расширение газа, поэтому давление и плотность

$$\tilde{p} = k \frac{P_o}{\rho_o} \tilde{\rho} = c^2 \tilde{\rho} \tag{6}$$

связаны уравнением  $\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial t}, \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_k} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_k}$ , откуда

и система из пяти уравнений может быть свернута в систему из двух уравнений

Принимая во внимание малость изменения параметров, входящих в уравнения (7) и (8), введём в рассмотрение потенциал скорости

$$\Phi(x_k, t) = \frac{1}{\rho_o} \int_0^t p d\tau$$

Тогда запишем соотношения для пульсационных значений давления и скорости

$$\tilde{p}(x_k, t) = \rho_o \frac{\partial \Phi}{\partial t}, \quad u_i(x_k, t) = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \quad (9)$$

Используя соотношения (9) уравнения (7) и (8) примут вид

$$\frac{U_{ok}^2}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_i} \right) + \frac{U_{ok}}{c} \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right) = 0 \quad (12)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k^2} + \frac{U_{ok}}{c} \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right) = -c \frac{\partial U_{ok}}{\partial x_k} \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \quad (13)$$

Из уравнения (12) вычтем (13) и получим систему уравнение для потенциала скорости малых возмущений

$$\frac{U_{ok}^2}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_i} \right) - \frac{1}{c} \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + c \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k^2} = c \frac{\partial U_{ok}}{\partial x_k} \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \quad (14)$$

В уравнении (14) суммирование идет по индексу  $k = 1, 2, 3$ .

Уравнения (14) представляют собой уравнения для потенциала скорости малых возмущений применительно к течению воздуха в объеме. Эти уравнения записаны относительно трех декартовых координат и позволяют определять акустические характеристики объемных воздушных потоков при условии наличия границ,

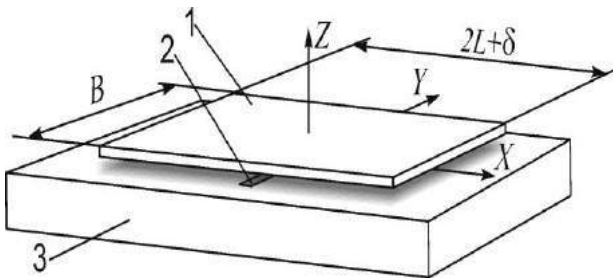


Рисунок 1. Схематичное изображение взаимного расположения щелевого отверстия и изделия на воздушной подушке. 1 – изделие, 2 – щелевое отверстие, 3 – пневмокамера.

Для построения математической модели, определяющей уровень аэродинамического шума воздушной подушки, формируемой одиночным щелевым отверстием, рассмотрим расчетную схему на рис. 2. Здесь делается допущение о равенстве течения аэродинамических потоков объемной модели (рис. 1) и плоской схемы (рис. 2). Аэродинамическими характеристиками потока воздуха под изделием являются:  $P$  – распределение избыточного давления в воздушной подушке, Па;  $U$  – скорость воздушного

$$U_{ok} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial x_i} + \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} = \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial P_o}{\partial x_i} + U_{ok} \frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k} \quad (10)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k^2} + \frac{U_{ok}}{c} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_k \partial t} = -c \frac{\partial U_{ok}}{\partial x_k} \quad (11)$$

Продифференцируем уравнение (10) по  $t$  и доумножим на  $U_{ok}/c$ , уравнение (11) умножим на  $\frac{\partial U_{oi}}{\partial x_k}$  и получим соответственно

рассматриваемого течения. В общем виде решение этой системы уравнений представляет собой сложную задачу. Однако учет реальных начальных и граничных условий может существенно упростить эти уравнения.

Рассмотрим частный случай воздушного течения в тонком зазоре между плоскостями. Воздушная подушка в этом случае формируется одиночным щелевым отверстием, расположенным под изделием прямоугольной формы. Их взаимное расположение показано на рис. 1.

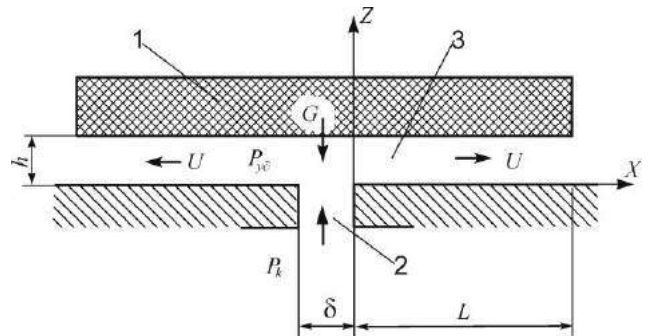


Рисунок 2. Расчетная схема для определения гидродинамических характеристик воздушной подушки. 1 – изделие, 2 – щелевое отверстие, 3 – воздушная подушка.

потока под изделием, м/с;  $h$  – толщина воздушной подушки, м;  $P_{yo}$  – удельное или среднее давление под изделием, Па;  $P_k$  – избыточное давление в пневмокамере, Па;  $G$  – вес изделия, Н.

На расчетной схеме (рис. 2) представлены основные размеры системы, рабочее отверстие и изделие. Для

течения воздуха под изделием запишем систему уравнений с учетом ряда допущений применяемых, обычно, для плоских течений.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial x} &= \mu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \\ \frac{\partial(\rho U)}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (15)$$

где  $\rho$  – плотность воздуха, м3/с;  $\mu$  – динамическая вязкость воздуха, (Н·с)/м2.

Результат решения системы (15) представлен в табл. 1 [6].

Систему (14) для расчетной схемы на рис. 2 и с учетом значений табл. 1 запишем в виде уравнения для потенциала скорости малых возмущений

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( U^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} \right) - \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + c^2 \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = 0, \quad (16)$$

удовлетворяющее следующим граничным и начальным условиям:  $\Phi(0, z, t) = \Phi(L, z, t) = 0$ ,

$$\Phi(x, z, 0) = E \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{h}\right), \quad \frac{\partial \Phi(x, z, 0)}{\partial t} = 0,$$

$$E = \left(\frac{\pi}{k_1}\right)^6 \frac{P_{y\delta} h^4}{\rho_o L^3 c}$$

где  $E$  – амплитуда турбулентных пульсаций в воздушной подушке и  $k_1 = 0.44$  – экспериментальный коэффициент.

Таблица 1

Результат решения уравнения (15)

1.	$\frac{\partial P}{\partial x} = -P_{y\delta} \frac{2}{L}$	3	$U = \frac{1}{\mu L} P_{y\delta} (h-z)z$	5	$h = \left[ \frac{12\sqrt{2}\mu\delta L}{\sqrt{\rho_o P_{y\delta}}} \sqrt{\frac{(P_k - P_{y\delta})}{P_{y\delta}}} \right]^{1/3}$
2.	$P_{y\delta} = \frac{G}{B(\delta+L)}$	4	$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{\mu L} P_{y\delta} (h-2z)$		

В уравнениях из табл. 1 присутствуют соотношения, содержащие динамическую вязкость, которая может быть заменена турбулентной вязкостью  $\mu_t$ , так как порядок динамической и турбулентной вязкости совпадает.

Гипотеза Прандтля [12] о пути перемешивания является наиболее предпочтительной, так как позволяет выполнять расчет характеристик турбулентных течений. Одной из этих характеристик является длина пути перемешивания  $l$ . Хотя длина пути перемешивания и не является физической постоянной для каждой жидкости в отличие от молекулярных коэффициентов вязкости и теплопроводности, однако, она как показывают опытные данные, не зависит от параметров потока. Длина пути перемешивания в основном является функцией координаты  $z$ . Принимая простейшую гипотезу, что вблизи стенки длина пути перемешивания пропорциональна расстоянию от стенки  $l = k \cdot z$ , можно связать, следуя Прандтлю, скорость в турбулентном потоке с турбулентной вязкостью [5]. Тогда

$$\mu_t^2 = \frac{\rho_o k^2 P_{y\delta}}{L} z^2 (h - 2z) \quad (17)$$

Решением уравнения (16) с учетом (9), (17) и граничных условий, после соответствующих преобразований будет

$$L_z = 188.4 + 120 \cdot \lg\left(\frac{1}{k_1}\right) + 10 \cdot \lg\left[ \frac{\mu^3 \delta^3}{cR^2 L^4} \frac{1}{\rho_o P_{y\delta}} \left( \frac{\sqrt{P_k - P_{y\delta}}}{\sqrt{\rho_o}} \right)^3 \right]. \quad (18)$$

Уравнение (18) определяет уровень аэродинамического шума создаваемого воздушной подушкой, формируемой одиночным щелевым отверстием

Список литературы

1. Исакович М.А. Общая акустика. М.: Наука, 1973. – 496 с.

2. Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука. – Главная редакция физико-математической литературы, 1981. – 208 с.  
 3. Мурзинов В.Л. Снижение шума в устройствах транспортирования на воздушной подушке. Воронеж: Росинформресур, 2008. – 196 с.  
 4. Муниин А.Г., Кузнецов В. М., Леонтьев Е. А. Аэродинамические источники шума. М.: Машиностроение, 1981. – 248 с.  
 5. Кузнецов В.М. Идентификация источников шума турбулентной струи // Акустический журнал. – 2012, № 4. С. 498 – 508.  
 6. Мурзинов В.Л. Автоматическая стабилизация толщины воздушной подушки и снижение шумоизлучения в пневмоконвейерах // Автоматизация и современные технологии. – 2008, №10. – С. 3–9.  
 7. Кузнецов В.М. Основы теории шума турбулентных струй. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 240 с.  
 8. Мурзинов В.Л. Пневмоконвейер со струйным управлением скоростью и направлением движения транспортируемых изделий. – В кн.: Подъемно-транспортное оборудование. М.: ЦНИИТЭИтяжмаш, 1980, №21. – С.5-8.  
 9. Мурзинов В.Л. Пневмоконвейер со струйным управлением. – В. кн.: Подъемно-транспортное оборудование. М.: ЦНИИТЭИтяжмаш, 1981, №10. – С.8-10.  
 10. Битюков В.К., Колодежнов В.Н. Куцев Б.И., Мурзинов В.Л. Пневмоконвейеры с автоматической стабилизацией скорости транспортируемых изделий. // Механизация и автоматизация производства. – 1983, №1. – с.26.  
 11. Битюков В.К., Колодежнов В.Н., Мурзинов В.Л. Самонастраивающиеся пневматические конвейеры на воздушной прослойке. // Механизация и автоматизация производства. – 1981, №11. – С.18-20.  
 12. Теория турбулентных струй / Г.Н. Абрамович, Т.А. Гиршович, С.Ю. Крашенинников, А.Н. Секундов,

- И.П. Смирнова; Под ред. Г.Н. Абрамовича. М.: Наука, 1984. – 717 с.
13. Ордынцев В.М. Математическое описание объектов автоматизации. М.: Машиностроение, 1965. – 360 с.
14. Борьба с шумами на производстве/ под ред. Е.Я. Юдина. М.: Машиностроение, 1985. – 512 с.
15. Мурзинов В.Л. Метод снижения аэродинамического шума в пневмоконвейерах [Текст] // Безопасность труда в промышленности. – 2007, №3. – С.54–58.

## ЧЕТВЕРТОЕ ИЗМЕРЕНИЕ И СВЕРХСВЕТОВЫЕ СКОРОСТИ

*Новалов Алексей Артемович*  
Канд. физ. мат. наук., г. Челябинск

### АННОТАЦИЯ

Одной из замечательных идей начала прошлого века была идея четвертого измерения, изложенная Эдвином Эботтом в книге «Флатландия». Способу перехода от низших измерений к высшим посвящена книга Хинтона «Четвертое измерение».

Развитие идей Эботта и Хинтона привело к методу построения высших измерений, с использованием понятий: длина, ширина, высота. Для построения пятого измерения в работе предложена величина  $\vec{e}$  (evolution), которая изменяется в пределах  $(0 - \infty)$

Под влиянием идей четырехмерного пространства-времени создавалась специальная теория относительности. Исследование теории показало, что она содержит физические ошибки, которые приводят к такому явлению как зависимость массы от скорости. Скорость света появилась в уравнениях Максвелла как константа, характеризующая свойства вакуума. Из определения показателя преломления среды не следует ограничения на скорость света. Анализ данных о зависимости показателя преломления  $n$  от плотности среды  $\rho$  привел к необходимости, по аналогии с «абсолютным нулем» температуры, ввести абсолютный нуль плотности.

Привычный нам мир описывается Стандартной моделью, все составляющие которой к настоящему времени уже открыты. Последним был открыт бозон Хиггса. С открытием бозона Хиггса интерес исследователей перемещается за пределы Стандартной модели, где могут находиться объекты из мира сверхсветовых скоростей.

Ключевые слова: размерность, показатель преломления, плотность среды, evolution.

Одной из замечательных идей начала прошлого века была идея четвертого измерения. Не часто математические теории опускаются до уровня массовой культуры, а если это происходит, то лишь в качестве каких-либо поверхностных модных течений. Однако эта идея и связанная с ней возможность существования пространств других размерностей захватило воображение масс. Ученые использовали четвертое измерение для описания Вселенной при этом многомерные пространства оказались очень полезным инструментом. Философы размышляли над концепцией пространства, формы и структуры Вселенной, самого существования человека [1, с.157].

Наибольший вклад в популяризацию идей четвертого измерения, внесла книга Эдвина Эботта «Флатландия», опубликованная в 1884 г., которая настолько востребована, что и сейчас она по-прежнему переиздается, несмотря на то что ее можно найти в сети [2]. Способу перехода от низших измерений к высшим посвящена книга Хинтона «Четвертое измерение» [3. с. 270]. Развитие идей Эботта и Хинтона привело к следующему методу построения измерений, который основан на пространственных

геометрических представлениях, с привычными понятиями: длина, ширина, высота.

За начало координат любого измерения принимается точка. Это безразмерный объект, который можно поместить в любом месте пространства. Это значит, что мы всегда место расположения начала координат можем выбрать так, чтобы любой процесс можно было описать в положительных числах. Далее следует первое измерение (Рис 1,а). Это луч, исходящий из начала координат. За единицу измерения принимается отрезок прямой произвольной длины. Математика линейных объектов – обычная арифметика. Второе измерение (Рис 1,б) - это луч, исходящий из начала координат под углом 90о к лучу первого измерения. Единица измерения обычно принимается такой как и в первом измерении (м), но можно задать любую другую единицу. Важно понять, что полученная единица второго измерения - самостоятельна, не производна. За единицу измерения можно взять любую площадь, которая будет эталоном для второго измерения. С помощью второго измерения мы можем описывать плоские фигуры и линии, их взаимное расположение на плоскости.

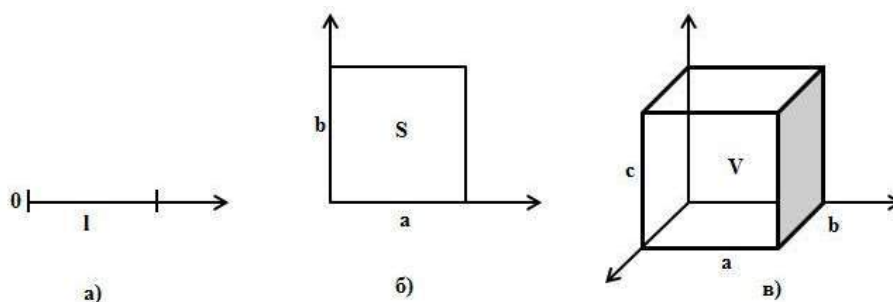


Рис 1. Единицы измерения. а) - длина l, б) – площадь s, в) - объем v.