

03.1

## Смещение струй газов различной молекулярной массы с высокоскоростным потоком воздуха при изменении их динамического напора

© А.С. Акинин, Т.А. Коротаева, А.В. Старов

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,  
Новосибирск, Россия  
E-mail: starov@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 25 мая 2023 г.

В окончательной редакции 3 июля 2023 г.

Принято к публикации 3 июля 2023 г.

Представлены результаты расчетно-экспериментального исследования распределенной поперечной инжекции струй водорода и метана в высокоскоростной поток. Определено влияние на структуру течения в прямоугольном канале переменного сечения струй при изменении коэффициента динамического напора в диапазоне от 1.27 до 6. Показано, что эффективность смещения увеличивается с ростом динамического напора и в меньшей степени с увеличением молекулярной массы инжектируемого газа.

**Ключевые слова:** высокоскоростной поток, инжекция, динамический напор, смешение.

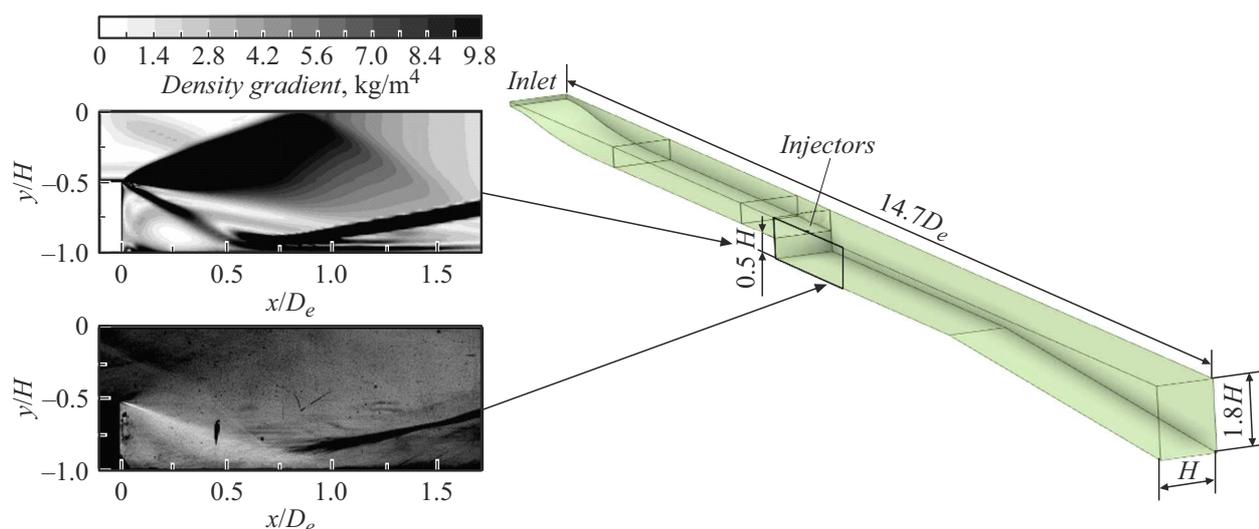
DOI: 10.21883/PJTF.2023.17.56082.19639

Введение газовых струй с различными нативными характеристиками в начальном сечении канала приводит к значительному изменению структуры течения вдоль канала [1]. Изменение структуры потока ведет к количественным изменениям статических параметров (температуры и давления) и эффективности смешения вдуваемого газа и основного потока. К настоящему времени имеется значительное количество как численных, так и экспериментальных работ, в которых рассматриваются различные схемы инжекции [2]. Одной из самых распространенных и надежных схем, обеспечивающих быстрое перемешивание газа с воздухом и глубокое проникновение струй в высокоскоростной поток, является поперечная по отношению к потоку инжекция через сопла, вмонтированные в стенки канала [3–5]. Проникновение струй зависит от многих параметров: формы выходного отверстия и количества инжекторов, химического состава и молекулярной массы инжектируемого газа и т. д. [6]. Большинство исследований посвящено инжекции струй негорючих газов: воздуха, азота, гелия, аргона [6–9], а также водорода [6,9–11], этилена [4]. Различия в молекулярной массе приводят к разбросу скоростей впрыска, что сказывается на скорости роста сдвигового слоя и эффективности смешения [4,8]. В последние годы расширяется интерес к применению в энергетических и транспортных установках метана. При этом работ по исследованию инжекции метана [8] в высокоэнтальпийный поток все еще значительно меньше, чем для других газов. Было показано, что одним из основных параметров, от которого зависит эффективность смешения, является отношение импульсов газовой струи и потока [8–11]. Поэтому представляется весьма важным получить характеристики смешения такого перспективного топлива, как метан, в широком диапазоне давлений впрыска.

Взаимодействие струй при мультиинжекторной подаче еще больше усложняет картину течения в канале при наличии стенок, ограничивающих распространение струй. Сложная внутренняя конфигурация канала приводит к возникновению скачков уплотнения, волн разрежения и их взаимодействию с пограничным слоем на стенках и соответственно влияет на распад инжектируемых струй газа [12]. Поскольку большое число работ [8,13] выполнено на пластине в свободном потоке и/или с отдельной инжектируемой струей [9], требуются дополнительные исследования.

Цель настоящей работы состоит в определении влияния на структуру высокоэнтальпийного течения в канале многоструйного поперечного вдува газов разной молекулярной массы. Изучено смешение водорода и метана (без химических реакций) с основным потоком с числом Маха  $M = 2.83$  при изменении их динамических напоров.

Эксперименты были выполнены в режиме присоединенного воздухопровода с использованием в качестве источника рабочего газа разрядной форкамеры импульсной трубы, в которой реализовался электродуговой подогрев до высоких значений давления и температуры [14,15]. В качестве рабочего газа использовался азот (полная температура 1934 К, полное давление 3.27 МПа, расход 0.85 кг/с). Параметры торможения определялись во второй форкамере установки. Число Маха набегающего потока определялось в сечении перед отверстиями подачи газов. Газы инжектировались под углом  $90^\circ$  со стенки через восемь звуковых сопел (по четыре сверху и снизу) перед обратным уступом (двукратное расширение канала в вертикальной плоскости). Коэффициент динамического напора струи  $J = (\rho U^2)_{jet} / (\rho U^2)_\infty$  ( $\rho$  — плотность,  $U$  — скорость), равный отношению динами-



**Рис. 1.** Схема расчетной области и шпирен-картина (внизу) участка за обратным уступом в сравнении с расчетной картиной течения для случая без инжекции газа.

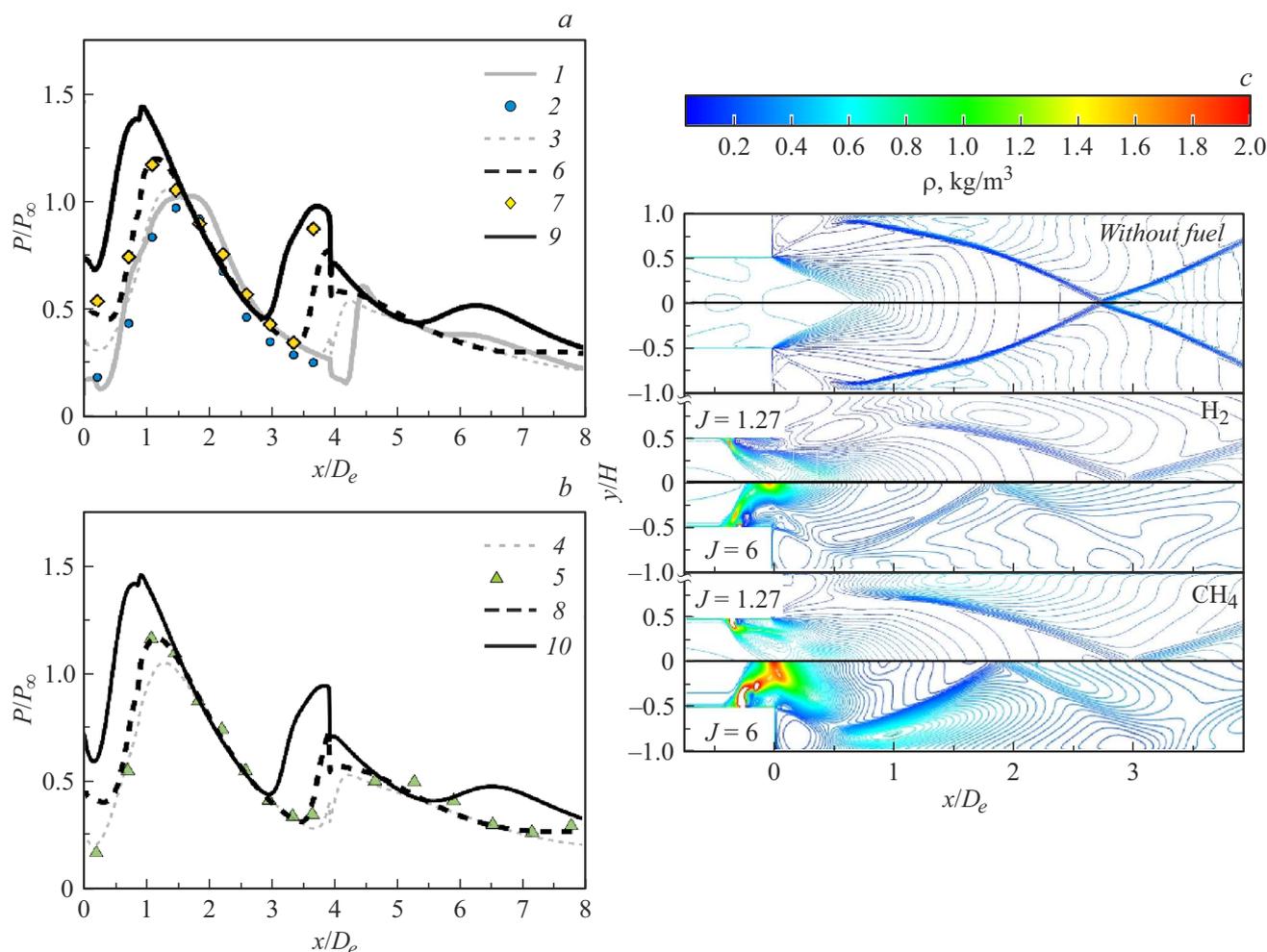
ческого напора струи (*jet*) к динамическому напору в набегающем потоке ( $\infty$ ), изменялся в диапазоне от 1.27 до 6 за счет изменения полного давления подачи инжектируемого газа (от 1.76 до 8.33 МПа для водорода и от 1.83 до 8.88 МПа для метана при полной температуре 300 К).

Численное 3D-моделирование проводилось с помощью пакета программ ANSYS FLUENT. Стационарные уравнения Навье–Стокса, осредненные по Рейнольдсу, решались для турбулентного режима течения многокомпонентного потока с использованием модели турбулентности  $k-\omega$  SST. В рамках задачи для определения параметров потока использовалась неявная схема AUSM второго порядка точности. Регулярные гексагональные сетки строились с использованием генератора сеток ANSYS ICEM CFD. Расчет проводился от критического сечения сопла. Рассматривалась 1/4 часть канала ввиду его симметрии (рис. 1). На входе (*Inlet*) задавались число Маха  $M = 1$  и полные параметры, полученные в эксперименте. Характерные размеры модельного канала показаны в калибрах  $D_e = 79.8$  mm, где  $D_e = \sqrt{4A/\pi}$  — эквивалентный диаметр канала,  $A$  — площадь поперечного сечения канала перед инжекторами. За обратным уступом канал имеет участок постоянного сечения длиной  $3.82D_e$ . Относительная длина расширяющегося в вертикальной плоскости участка составляет  $x/D_e = 4.76$ . Проверка решения на сходимость на расчетных сетках  $\sim (2, 4, 8) \cdot 10^6$  ячеек позволила признать удовлетворительным вариант сетки  $4 \cdot 10^6$ . Сетка строилась со сгущением к стенке таким образом, чтобы значения пристеночной функции  $y^+$  были порядка единицы. В качестве граничных условий на левой (входной) границе расчетной области задавались давление торможения  $P_0$ , статическое давление  $p$  и температура торможения. На стенках канала ставилось граничное

условие прилипания с температурой стенки  $T_w = 300$  К, на фронтальной и верхней границах расчетной области — условия симметрии. На выходной границе расчетной области использовались соответствующие для этого типа границы условия. Рассматривался совершенный газ с постоянными теплоемкостью и теплопроводностью, вязкость починалась закону Сазерленда.

Расчетное поле градиента плотности (рис. 1) хорошо определяет характерные элементы течения: веер волн разрежения на кромке уступа, слой смешения с рециркуляционной зоной, скачок присоединения. Широкий диапазон располагаемых расчетных параметров в дополнение к экспериментальным данным позволяет детально проанализировать особенности течения в заданных условиях.

На стенках канала за уступом реализуется характерное пилообразное распределение относительного статического давления (нормализовано статическим давлением, измеренным на расстоянии 100 mm до инжекторов) с двумя пиками на дистанциях 1.5 и 4.5 калибров (рис. 2, *a*). Максимальное давление достигается за скачком присоединения на участке с постоянным поперечным сечением. Веер волн разрежения в начале расширяющегося участка приводит к снижению статического давления с локальным минимумом, близким по уровню к донному давлению за уступом. Второй пик статического давления реализуется за областью присоединения отраженного скачка уплотнения. Его величина примерно в 2 раза меньше, поскольку накапливаются потери полного давления и в целом поток разгоняется в расширяющемся канале так, что среднее число Маха примерно на 40% выше начального на входе. Система волн сжатия/разрежения на участке постоянного сечения представлена на рис. 2, *c*. Видно, что ударные волны довольно сильно искривлены (с большим углом в ядре



**Рис. 2.** Распределения относительного статического давления вдоль канала для водорода (а), метана (б) и расчетные поля плотности (с) для различных  $J$ .  $J = 0$  (1, 2), 1.27 (3–5), 3 (6–8) и 6 (9, 10). Линии — расчет, символы — эксперимент.

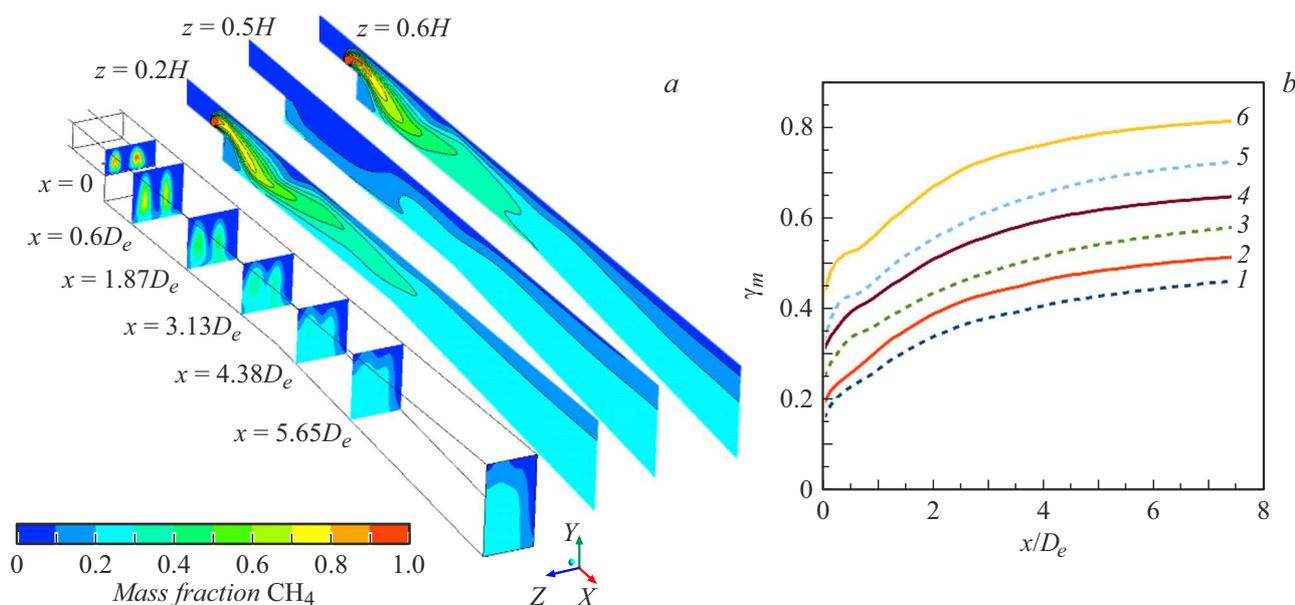
потока). После переотражения на оси симметрии возникает обратная картина с увеличением угла к стенкам канала, т.е. на каждом участке системы ударных волн с увеличением координаты  $x$  угол отдельного элемента также увеличивается.

Инжекция газа приводит к смещению волновой структуры в канале вверх по потоку (рис. 2). С ростом коэффициента динамического напора  $J$  смещение увеличивается, причем первый максимум давления смещается несколько меньше, чем второй. При  $J = 6$  смещение достигает 1–1.2 калибров в сравнении со случаем без инжекции, и это изменение практически линейно зависит от изменения  $J$  в исследованном диапазоне. Расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются качественно и количественно. Для водородных струй характерны более сглаженные (растянутые) пики давления. При одинаковом коэффициенте  $J$  метановые струи сильнее смещают волновую структуру вверх по потоку, но величина смещения максимумов незначительна в сравнении с шириной пиков давления. Качественная картина течения (рис. 2, с) при вдуве водорода и метана

различается существенной. Видно, что проникновение струй метана и их взаимодействие с основным потоком приводят к более сложной картине течения в области обратного уступа и увеличению разности плотностей в характерных для канала ударных волнах. Такое поведение можно объяснить большей молекулярной массой метана и соответственно увеличением плотности основного потока для достижения того же значения коэффициента динамического напора струи.

Течение в канале переменного сечения сопровождается потерями полного давления, поэтому были определены коэффициенты потерь полного давления по длине канала, вычисленные как отношение среднего по площади полного давления в выходном сечении к давлению в сечении перед инжекторами. Для случая без инжекции коэффициент составил 0.82. Увеличение подачи вдуваемого газа (рост  $J$ ) ведет к снижению коэффициента: при максимальном значении  $J = 6$  его величина составила 0.51 для водорода и 0.44 для метана.

Численное моделирование позволяет определить эффективность смешения по данным распределения мас-



**Рис. 3.** *a* — расчетные поля массовой концентрации метана. *b* — расчетный индекс однородности водорода (1, 3, 5) и метана (2, 4, 6) при  $J = 1.27$  (1, 2), 3 (3, 4), 6 (5, 6).

своей концентрации вдуваемых газов по объему исследованного канала. На рис. 3, *a* представлены поля относительной концентрации метана в трех продольных и семи поперечных сечениях. Видно, что максимум концентрации достигается непосредственно за отверстиями подачи газа. Взаимодействие струй с основным потоком приводит к возникновению ударных волн, воздействие которых с противоположных стенок смещает струи к стенке канала за уступом. Разворот потока за скачком присоединения смещает максимум концентрации метана в ядро потока (к центральной плоскости канала) со снижением его величины, причем примерно до половины участка постоянного сечения канала струи из отдельных звуковых сопел не пересекаются. К концу участка постоянного сечения канала концентрация в ядре потока выравнивается как в поперечном, так и в продольном сечении со снижением по направлению к стенкам канала. На конечном участке поле концентрации выравнивается так, что не определяются отдельные струи. Наблюдается минимум массовой доли метана вблизи стенок (особенно боковой) и в углу канала.

Для оценки изменения степени смешения по длине канала были вычислены значения осредненного по массе индекса неоднородности  $\gamma_m$  по формуле, представленной в [9]. Распределение индекса неоднородности по длине канала представлено на рис. 3, *b*. Эти данные показывают, что основной рост индекса происходит на участке канала с постоянным поперечным сечением с дальнейшим более плавным увеличением в расширяющейся части канала. Следует отметить, что индекс выше для большего значения  $J$ , причем значение для метана всегда выше, чем для водорода, при одинаковом  $J$ . При этом разница данных значений меньше различия,

соответствующего шагу изменения исследованного диапазона коэффициента напора.

Таким образом, проведенное расчетно-экспериментальное исследование показало, что вдув водорода и метана смещает характерную для канала структуру течения с двумя пиками статического давления вверх по потоку. С ростом отношения динамических давлений увеличение и величины максимумов увеличиваются. Увеличение молекулярной массы приводит к незначительному смещению максимумов в сравнении с шириной пиков давления. Наблюдаются качественные изменения в структуре течения при инжекции водорода и метана. Повышение молекулярной массы сопровождается интенсификацией смешения и увеличением индекса однородности по всей длине канала. Инжекция газов увеличивает потери полного давления.

## Благодарности

Эксперименты выполнены на базе ЦКП „Механика“.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН (номер госрегистрации 121030500162-7).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] M. Sun, H. Wang, F. Xiao, *Jet in supersonic crossflow* (Springer, Singapore, 2019), p. 27–199.  
DOI: 10.1007/978-981-13-6025-1
- [2] K.M. Pandey, T. Sivasakthivel, *Int. J. Chem. Eng. Appl.*, **1** (4), 294 (2010). DOI: 10.7763/IJCEA.2010.V1.52
- [3] W. Zhou, K. Xing, S. Dou, Q. Yang, X. Xu, *Aerospace*, **9** (11), 631 (2022). DOI: 10.3390/aerospace9110631
- [4] A. Ben-Yakar, M.G. Mungal, R.K. Hanson, *Phys. Fluids*, **18** (2), 026101 (2006). DOI: 10.1063/1.2139684
- [5] W. Huang, *Aerospace Sci. Technol.*, **50**, 183 (2016). DOI: 10.1016/j.ast.2016.01.001
- [6] W. Huang, J. Liu, L. Jin, L. Yan, *Aerospace Sci. Technol.*, **32** (1), 94 (2014). DOI: 10.1016/j.ast.2013.12.006
- [7] I. Rasheed, D.P. Mishra, in *Recent trends in thermal and fluid sciences*. Lecture Notes in Mechanical Engineering (Springer, 2023), p. 11–21. DOI: 10.1007/978-981-19-3498-8\_2
- [8] J.A. Schetz, L. Maddalena, S.K. Burger, *J. Propul. Power*, **26** (5), 1102 (2010). DOI: 10.2514/1.49355
- [9] Н.Н. Федорова, М.А. Гольдфельд, *Письма в ЖТФ*, **47** (2), 3 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.02.50536.18525 [N.N. Fedorova, M.A. Goldfeld, *Tech. Phys. Lett.*, **47** (1), 50 (2021). DOI: 10.1134/S1063785021010193].
- [10] I. Rasheed, D.P. Mishra, in *34th National Convention of Aerospace Engineers and National Conf.* (2023). [https://www.researchgate.net/publication/371633556\\_Effect\\_of\\_Jet\\_to\\_Freestream\\_Momentum\\_Flux\\_Ratio\\_on\\_Flow\\_Characteristics\\_of\\_a\\_Hydrogen\\_Jet\\_in\\_Supersonic\\_Freestream](https://www.researchgate.net/publication/371633556_Effect_of_Jet_to_Freestream_Momentum_Flux_Ratio_on_Flow_Characteristics_of_a_Hydrogen_Jet_in_Supersonic_Freestream)
- [11] M. Gamba, M.G. Mungal, *J. Fluid Mech.*, **780**, 226 (2015). DOI: 10.1017/jfm.2015.454
- [12] A. Abdelhafez, A. Gupta, R. Balar, K. Yu, in *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. & Exhibit* (Cincinnati, 2007), paper AIAA 2007-5026. DOI: 10.2514/6.2007-5026
- [13] A.S. Pudsey, V. Wheatley, R.R. Boyce, *J. Propul. Power*, **31** (1), 144 (2015). DOI: 10.2514/1.B35298
- [14] M.A. Goldfeld, A.A. Maslov, A.V. Starov, V.V. Shumskii, M.I. Yaroslavtsev, *AIP Conf. Proc.*, **1770**, 030020 (2016). DOI: 10.1063/1.4963962
- [15] N.N. Fedorova, M.A. Goldfeld, S.A. Valger, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1677**, 012039 (2020). DOI: 10.1088/1742-6596/1677/1/012039