

## Дрейф электронов в рабочем объёме детектора ТРС при турбулентной свободной конвекции в газовой смеси

А.С. Федотов<sup>1</sup>, М.А. Медведева<sup>2</sup>, Ю.В. Шафаревич<sup>2</sup>, И.А. Зур<sup>3</sup>, И.А. Балашов<sup>1</sup>,  
С.А. Мовчан<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна

<sup>2</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск

<sup>3</sup>Научно-исследовательский институт ядерных проблем, г. Минск

[fedotov.alexandro@gmail.com](mailto:fedotov.alexandro@gmail.com)

Развитие фундаментальной науки во многом определяется открытиями, совершенными в области физики элементарных частиц и высоких энергий. Для развития экспериментальных возможностей в области физики элементарных частиц необходима разработка и строительство крупных экспериментальных комплексов для исследования процессов столкновения и рождения новых частиц с их последующими детектированием и идентификацией. Один из таких комплексов – создаваемый в рамках российского проекта коллайдер тяжелых ионов NICA (Nuclotron-based Ion Collider Facility). В Объединённом институте ядерных исследований (г. Дубна) для NICA создается детектор MPD (Multi-Purpose Detector)[1], в состав которой входит субдетектор ТРС (Time-projection chamber – времяпролётная камера)[2]. При создании ТРС необходимо решить ряд сложных научно-технических задач, одна из которых – влияние термостабилизации газового объема ТРС на точность детектирования электронов ионизации.

Продукты столкновения оставляют трек из электронов в рабочем газовом объеме, представляющим собой цилиндрический слой  $\text{Ar } 90\% - \text{CH}_4 10\%$  (рис.1). Посередине газовый объем разделён тонким майларовым электродом. Электрическое поле в камере обеспечивает дрейф электронов ионизации к газоразрядным детекторам на фланцах. Точность идентификации исходных частиц зависит от точности определения начального положения электрона, и, таким образом, от его скорости дрейфа.

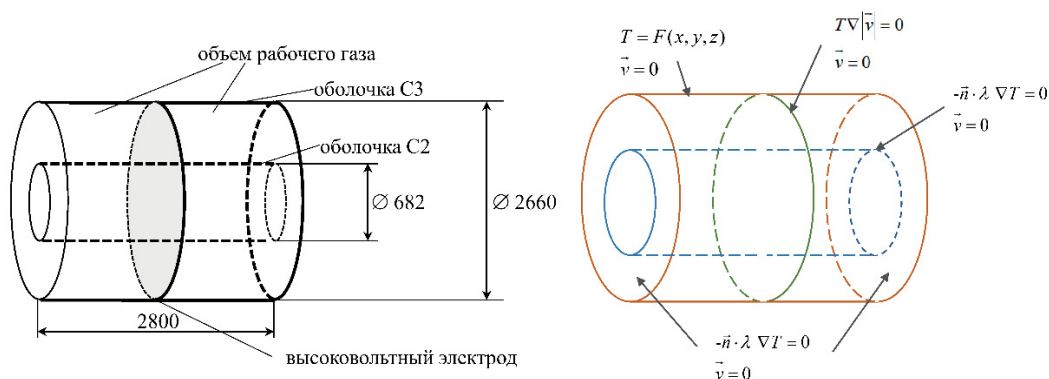


Рис. 1. Схема внутреннего газового объёма ТРС (слева); визуализация граничных условий (справа).

В работе [3] показано, что на эффективную дрейфовую скорость электронов трека в газах влияют не только напряжённость электрического поля и состав газовой смеси, но и отклонение температуры этой смеси от температуры термостабилизации:

$$\vec{v}_d = \vec{v}_{d0} + K_{\Delta V/V} \cdot \vec{v}_{d0} \cdot \theta, \quad (1)$$

где  $\vec{v}_{d0}$  – дрейфовая скорость при температуре термостабилизации;  $\theta$  – отклонение температуры в данной точке от температуры термостабилизации;  $K_{\Delta V/V}$  – коэффициент линейного изменения скорости в зависимости от температуры.

Общая мощность электроники MPD превышает 1 МВт, поэтому в процессе её работы может происходить значительное выделение тепла как внутри, так и вне объёма

установки. Термостабилизация осуществляется посредством сложной системы, основную роль в которой играет внешняя оболочка газового объема (тепловой экран), на котором возникают устойчивые во времени температурные флуктуации около равновесной температуры. Согласно первичным оценкам, допустимая амплитуда таких флуктуаций не должна превышать  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  [4].

Таким образом, анализ динамики температурного поля внутри ТРС имеет важное прикладное значение. Для выполнения такого анализа необходимо решить систему уравнений движения и теплопереноса газа в рабочем газовом объеме; проинтегрировать уравнения движения роя электронов с учётом зависимости скорости дрейфа от локальной температуры газа; проанализировать конвекционную динамику в рабочей газовой смеси и статистику дрейфа электронов.

Для расчёта трёхмерной конвекции в цилиндрическом слое и движения роя электронов была реализована комплексная конечно-элементная модель в пакете COMSOL Multiphysics. Геометрические размеры камеры приведены в [5] и представлены на рис. 1. Теплофизические свойства бинарной смеси  $\text{Ar } 90\% - \text{CH}_4 10\%$  рассчитывались по данным [6]. В качестве начальных условий на внешней оболочке задавались периодические флуктуации температуры:

$$F(x, y, z) = T_a \cdot \sin\left(k_{long} \cdot \frac{\pi}{L_{gas\ TPC}} z\right) \cdot \sin(k_{rad} \cdot \arctg(y, x)), \quad (2)$$

где  $T_a$  – амплитуда пространственной тепловой флуктуации;  $L_{gas\ TPC}$  – длина цилиндрического рабочего газового объема (вдоль оси цилиндра);  $k_{long}$  – количество флуктуаций вдоль всей ТРС;  $k_{rad}$  – количество радиальных флуктуаций. В остальной части расчётной области в начальный момент времени газ термостабилизирован, неподвижен. Торцы и оболочка С2 адиабатические. На границах области газ покоится.

При столкновении высокоэнергетичных пучков наибольший выход продуктов взаимодействия ожидается под прямым углом к оболочке ионопровода. Поэтому для интегрирования уравнений движения электронов начальные положения последних задавались вблизи майларового электрода. Для набора статистики по временам дрейфа электронов генерировался рой из  $10^4$  электронов. Напряжённость электрического поля в ТРС составляла  $140\text{ В/см}$ .

Моделирование конвекции проводилось при различных масштабах пространственных флуктуаций температуры и амплитуде отклонения температуры от температуры термостабилизации  $\Delta T \in (0,1; 2,5)\text{ К}$ . Было установлено, что с уменьшением  $k_{rad}$  амплитуда скорости газа растёт. Для рассмотренных амплитуд скорость составляет  $(1 \div 3) \cdot 10^{-2}\text{ м/с}$ , наибольшие значения скорости наблюдаются вблизи внешней границы расчётной области. Это связано с появлением первичных плюмов из перегретой и переохлажденной относительно температуры термостабилизации среды.

Полученные распределения вихрей и линий тока показали, что внутри камеры ТРС развивается турбулентное течение с высокой завихренностью. Для анализа его устойчивости строился конечно-временной показатель Ляпунова (FTLE, Finite-time Lyapunov Exponent) [7]. Основная область применения FTLE-анализа – поиск когерентно движущихся лагранжевых структур [8], с его помощью можно определять области текучей среды, которые движутся как целое, сталкиваются и взаимодействуют друг с другом. Согласно расчётам, высокие значения FTLE достигаются в основном вблизи внешней оболочки вследствие соприкосновения мелкомасштабных вихревых структур. Другим общепринятым способом идентификации и визуализации вихрей является Q-критерий. Для определения поля Q-критерия в пространстве вычисляют нормы тензора завихренности  $\Omega = \frac{1}{2}[\nabla\vec{v} - (\nabla\vec{v})^T]$  и тензора деформации  $S = \frac{1}{2}[\nabla\vec{v} + (\nabla\vec{v})^T]$  [9]:

$$Q = \frac{1}{2} [|\Omega|^2 - |S|^2]. \quad (3)$$

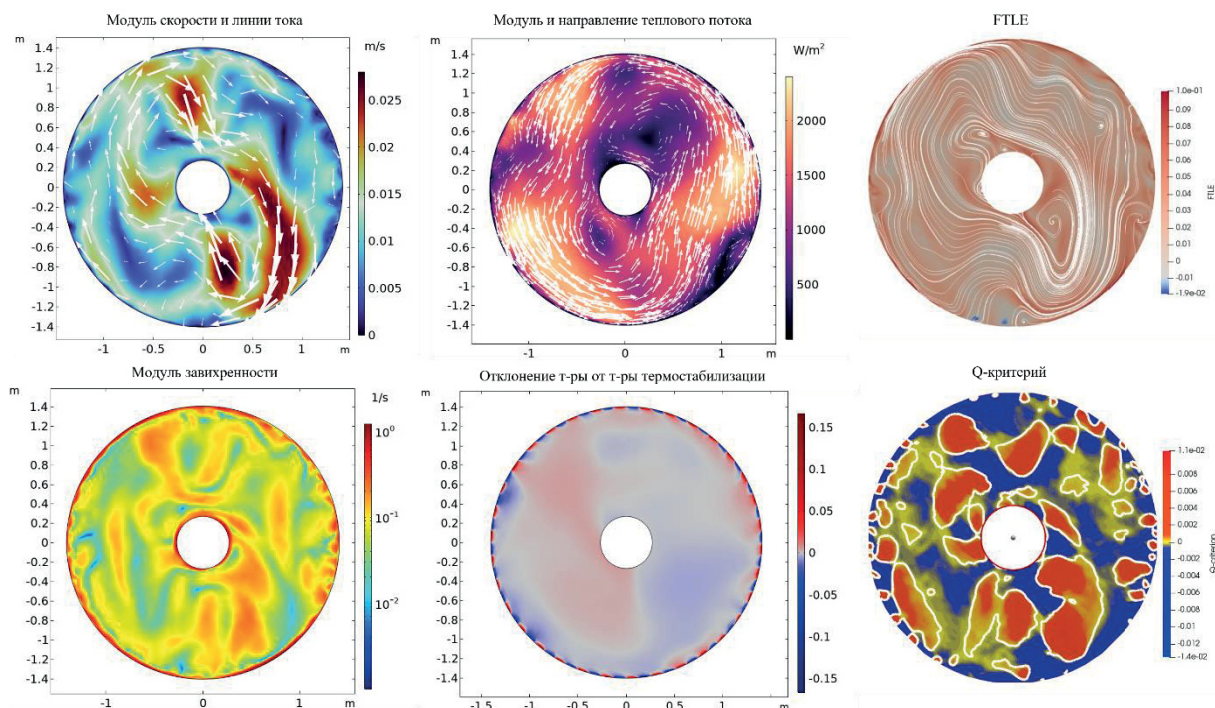


Рис. 2. Распределения рассчитанных величин в газовой смеси Ar 90% – CH<sub>4</sub> 10% на половине дрейфового расстояния между электродом и торцом ( $\Delta T = 1$  К,  $k_{rad} = 34$ )

Границе вихря по Q-критерию соответствует изоповерхность Q-критерия при  $Q = \varepsilon$ ,  $\varepsilon \rightarrow +0$  (отмечена белым на рис. 2). По оценке Q-критерия установлено, что масштабы вихревых структур варьируются от размера пространственного периода температурных флуктуаций до порядка радиуса рабочего газового объёма.

Для амплитуды флуктуаций на С3 в 0,1 К, отклонение температуры от температуры термостабилизации в рабочем газовом объёме составило не более 0,005 К, а при амплитуде флуктуаций в 2,5 К – около 0,07 К.

Определение температуры в каждой точке расчётной области позволило непосредственно перейти к анализу дрейфовых характеристик роя электронов. Установлено, что при отклонении температуры от температуры термостабилизации в 1 К на границе С3, что соответствует отклонению в 0,05 К внутри ТРС, погрешность пространственного определения координаты превысит 17 мкм для половины электронов, а для отклонения в 2,5 К – погрешность превысит 110 мкм.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. Abgaryan et al. // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. No 7. P. 140.
2. A. Averyanov et al. // J. Inst. 2017. V. 12. No 6. P. C06047.
3. A. Peisert, F. Sauli // CERN. 1984. No 7. P. 133.
4. J. Alme et al. // Nucl. Inst. Meth. Phys. R. A. 2010. V. 622. No 1. P. 316.
5. А.В. Аверьянов et al. // Ядер. физ. и инжиниринг. 2014. Т. 5. № 11. С. 916
6. R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot “Transport phenomena” NY: Wiley, 2007.
7. R. Ding, J. Li // Phys. Let. A. 2007. V. 364. No 5. P. 369.
8. G. Haller, T. Sapsis // Chaos. 2011. V. 21. No 2. P. 023115.
9. J. Zhang et al. // Phys. Fluids. 2019. V. 31. No 12. P. 121701.