



Получено: 6.09.2023 г. | Принято: 13.09.2023 г. | DOI: <https://doi.org/10.22184/1993-8578.2023.16.6.378.383>

Научная статья

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ ЗАРЯДОВ С КВАНТОВЫМИ ВИХРЯМИ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ

М.Р.Султанова¹, аспирант / mabinkaiфт@issp.ac.ru

И.А.Ремизов¹, науч. сотр.

А.А.Левченко¹, дир.

Аннотация. Экспериментально исследовано движение инжектированных отрицательных зарядов под свободной поверхностью жидкости, а также в объеме сверхтекучего He-II при температурах $T \approx 1,5$ К в статических электрических полях различной конфигурации. Обнаружено, что в случае конфигурации электрического поля, которое прижимает заряды к свободной поверхности He-II, наблюдается заметное отклонение распределения плотности тока от той, которая задается электрическим полем, а при конфигурации, когда заряды двигаются в объеме He-II, плотность тока совпадает с силовыми линиями электрического поля.

Ключевые слова: сверхтекучий гелий, заряды под поверхностью, заряженная поверхность жидкости, квантовые вихри

Для цитирования: М.Р. Султанова, И.А. Ремизов, А.А. Левченко. Взаимодействие инжектированных зарядов с квантовыми вихрями в сверхтекучем гелии вблизи поверхности. НАНОИНДУСТРИЯ. 2023. Т. 16, № 6. С. 378–383. <https://doi.org/10.22184/1993-8578.2023.16.6.378.383>

Received: 6.09.2023 | Accepted: 13.09.2023 | DOI: <https://doi.org/10.22184/1993-8578.2023.16.6.378.383>

Original paper

INTERACTION OF INJECTED CHARGES WITH QUANTUM VORTICES IN SUPERFLUID HELIUM NEAR THE SURFACE

M.R.Sultanova¹, Post-graduate / mabinkaiфт@issp.ac.ru

I.A.Remizov¹, Researcher

A.A.Levchenko¹, Director

Abstract. The motion of injected negative charges under free liquid surface, as well as in superfluid He-II volume at temperatures $T \approx 1.5$ K in static electric fields of different configuration has been experimentally investigated. It is found, that in case of electric field configuration, which presses the charges to the He-II free surface there is a noticeable deviation of current density distribution from given by electric field, and in case of configuration when the charges move in the He-II volume, current density coincides with the electric field force lines.

Keywords: superfluid helium, subsurface charges, charged liquid surface, quantum vortices

For citation: M.R. Sultanova, I.A. Remizov, A.A. Levchenko. Interaction of injected charges with quantum vortices in superfluid helium near the surface. NANOINDUSTRY. 2023. V. 16, no. 6. PP. 378–383. <https://doi.org/10.22184/1993-8578.2023.16.6.378.383>.

¹ Институт физики твердого тела имени Ю.А.Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия / Institute of Solid State Physics Yu.A. Osipyan of the RAS, Chernogolovka, Russia



ВВЕДЕНИЕ

В объеме жидкого гелия могут формироваться различные ионные комплексы, наиболее распространенными из которых являются положительные и отрицательные ионы, а также заряженные вихревые кольца [1]. Положительные ионы (катионы) в жидком гелии представляют собой атом гелия без одного электрона, окруженный слоем затвердевшего гелия вследствие поляризационных эффектов. Радиус R^+ катиона около 6 \AA , а эффективная масса M^+ складывается из массы атома гелия, сферы из твердого гелия и присоединенной массы. Таким образом, масса M^+ положительного иона составляет примерно $60\text{--}80 \text{ mHe}^4$. Другую структуру имеют отрицательные ионы (анионы), которые образуются при введении в жидкий гелий электрона, создающего пузырек, локализуясь внутри сферической полости. Образование электронных пузырьков связано с рядом причин. Во-первых, атом гелия является устойчивой квантовой системой, которая не может присоединить к себе лишний электрон, поэтому свободный электрон вынужден двигаться в межатомном пространстве вблизи отталкивающих его отдельных атомов, имея при этом большую энергию нулевых колебаний [1]. Во-вторых, гелий характеризуется малой величиной поверхностного натяжения на границе "жидкость - пар". Таким образом, электрону выгодно образовать пузырек и тем самым уменьшить свою энергию. Теоретические расчеты показывают, что радиус электронного пузырька R^- составляет примерно 17 \AA , а эффективная масса аниона практически совпадает с его присоединенной массой и составляет примерно 243 mHe^4 .

Дрейфовая скорость V_D положительных и отрицательных ионов в ведущем электрическом поле напряженностью E описывается следующей зависимостью:

$$V_D = \mu \cdot E, \quad (1)$$

где μ – подвижность иона в жидком гелии, зависящая от температуры [2]. Механизм температурной зависимости подвижности иона в жидком гелии, а также ее зависимости от вида иона подробно описан в [1]. Стоит отметить, что при движении заряда в объеме жидкого гелия под действием ведущего электрического поля направление скорости иона в точке совпадает с вектором напряженности электрического поля, то есть подвижность иона μ является скаляром. Таким образом имеет место локальное взаимодействие иона с тянущим электрическим полем.

Известно [3], что на ионы в жидком гелии вблизи поверхности со стороны жидкой фазы

INTRODUCTION

Various ionic complexes can be formed in the liquid helium volume, the most common of which are positive and negative ions, as well as charged vortex rings [1]. Positive ions (cations) in liquid helium represent a helium atom without one electron surrounded by a layer of solidified helium due to polarization effects. The radius R^+ of the cation is about 6 \AA , and the effective mass of M^+ is composed from the helium atom mass, solid helium sphere, and attached mass. Thus, the M^+ mass of the positive ion is about $60\text{--}80 \text{ mHe}^4$. A different structure has negative ions (anions), which are formed when an electron is introduced into liquid helium, creating a bubble, localizing inside a spherical cavity. Formation of electron bubbles is due to a number of reasons. Firstly, a helium atom is a stable quantum system that cannot attach an extra electron to itself, so a free electron is forced to move into the interatomic space near the individual atoms that repel it, having a large energy of zero vibrations [1]. Secondly, helium is characterized by a small value of surface tension at the liquid-vapor boundary. Thus, it is advantageous for the electron to form a bubble and thereby reduce its energy. Theoretical calculations show that the radius of the electron bubble R^- is about 17 \AA , and the effective mass of the anion almost coincides with its attached mass and is about 243 mHe^4 .

The drift velocity V_D of positive and negative ions in a leading electric field of intensity E is described by the following dependence:

$$V_D = \mu \cdot E, \quad (1)$$

where μ is ion mobility in liquid helium, which depends on temperature [2]. The mechanism of the temperature dependence of ion mobility in liquid helium, as well as its dependence on the ion type, is described in detail in [1]. It is worth noting that when the charge moves in the liquid helium volume under the action of a leading electric field, and direction of the ion velocity at a point coincides with the vector of electric field strength, i.e., the ion mobility μ is a scalar. Thus, there is a local interaction of the ion with the pulling electric field.

It is known [3], that a force F of polarization origin (image force) acts on ions in liquid helium near the surface from the side of the liquid phase, which pushes ions from the surface boundary into the volume. When the electric field E_{\perp} pressing the ions to the surface is superimposed, a potential pit appears due to competition with the image force. Its minimum corresponds to the z_0 coordinate:

действует сила F поляризации происхождения (сила изображения), которая отталкивает ионы от границы поверхности в объем. При наложении прижимающего ионы к поверхности электрического поля E_{\perp} , из-за конкуренции с силой изображения возникает потенциальная яма. Ее минимум соответствует координате z_0 :

$$z_0 = \frac{1}{2} \left[\frac{e(\varepsilon - 1)}{E_{\perp} \varepsilon (\varepsilon + 1)} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Поэтому ионы, введенные в гелий, локализируются на поверхности $z = z_0$, и превращая ионную систему в двумерную [3]. Заряженная поверхность может привести к существенному рассеиванию зарядов, которые движутся вблизи нее.

В данной работе исследовано движение инжектированных отрицательных зарядов (электронных пузырьков) под свободной поверхностью жидкости и в объеме сверхтекучего He-II при температурах $T \approx 1,5$ К в статических электрических полях различной конфигурации. Обнаружено, что в случае конфигурации электрического поля, которая прижимает заряды к свободной поверхности He-II наблюдается заметное отклонение плотности тока от той, которая задается электрическим полем, а при конфигурациях, когда заряды двигаются в объеме He-II, плотность тока совпадает с силовыми линиями электрического поля.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Эксперименты были проведены в рабочей ячейке, которая представляла собой прямоугольный параллелепипед с шестью электрически изолированными гранями внутренними размерами $50 \times 50 \times 3$ мм. Верхняя грань ячейки была изготовлена из кварцевого стекла, на нижнюю поверхность которого напылили полупрозрачную металлическую пленку. Расстояние "поверхность жидкости - кварцевое стекло" составляло 3 мм. Титано-тритиевый радиоактивный источник зарядов диаметром 3 мм был установлен на одной из вертикальных граней ячейки (1 на рис.1). На противоположной стороне был размещен 5-сегментный коллектор (3 на рис.1). Ширина сегмента составляла 9 мм, а высота 30 мм. Каждый сегмент был подключен к независимому усилителю тока, а выходные сигналы отцифровывались аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и записывались в память компьютера. В экспериментах измерялась зависимость тока коллекторов от времени при включении и выключении возбуждения волн плунжерами. Для оценки постоянной

$$z_0 = \frac{1}{2} \left[\frac{e(\varepsilon - 1)}{E_{\perp} \varepsilon (\varepsilon + 1)} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Therefore, ions introduced into helium localize on the surface $z = z_0$, and turning the ion system into a two-dimensional one [3]. The charged surface can lead to essential dissipation of charges, which move near it.

In this work, the injected negative charges (electron bubbles) motion under free surface of the liquid and in the He-II superfluid volume at temperatures $T \approx 1.5$ K in static electric fields of different configurations is studied. It was found, that in the case of electric field configuration, which presses the charges to He-II free surface of there is a noticeable current density deviation from that given by the electric field, and in the configuration when the charges move in the He-II volume, and current density coincides with the electric field force lines.

RESEARCH METHODS

The experiments were carried out in a working cell, which was a rectangular parallelepiped with six electrically insulated faces with internal dimensions of $50 \times 50 \times 3$ mm. The upper face of the cell was made of quartz glass, on the lower surface of which a semitransparent metallic film was sprayed. The distance "liquid surface - quartz glass" was 3 mm. A titanium-tritium radioactive charge source with a diameter of 3 mm was placed on one of the vertical faces of the cell (1 in Fig.1). A 5-segment collector was placed on the opposite side (3 in Fig.1). The segment width was 9 mm and the height was 30 mm. Each segment was connected to the independent current amplifier, and the output signals were digitized by an analog-to-digital converter (ADC) and recorded in computer memory. In the experiments, the time dependence of the collector current was measured when the plunger wave excitation was turned on and off. To estimate the constant component of the collector current $I_i(t)$, and obtained experimental dependences were subjected to Fourier filtering at low frequencies.

A constant electric voltage was applied to the faces of the parallelepiped from independent sources relative to a common ground, so that the injected negative charges traveled from the charge source to the collector.

Wave excitation was performed using two flat plungers (2 in Fig.1) installed parallel to two adjacent faces of the cell at a distance of 3 mm. Each plunger was driven by a separate electromagnetic actuator, the alternating voltage to which was



составляющей тока коллекторов $I_i(t)$ полученные экспериментальные зависимости подвергались Фурье-фильтрации на низких частотах.

Постоянное электрическое напряжение прикладывали к граням параллелепипеда от независимых источников относительно общей земли, так чтобы инжектированные отрицательные заряды перемещались от источника зарядов к коллектору.

Возбуждение волн производилось с помощью двух плоских плунжеров (2 на рис.1), установленных параллельно двум смежным граням ячейки на расстоянии 3 мм. Каждый плунжер приводился в движение отдельным электромагнитным приводом, переменное напряжение на который подавалось от двухканального функционального генератора. Плунжеры совершали поступательно-возвратное движение в горизонтальной плоскости.

РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис.2-4 показаны экспериментальные зависимости тока от времени на сегментах приемного коллектора $I_i(t)$ до включения возбуждения волн на поверхности сверхтекучего гелия, во время работы плунжеров и после выключения накачки. Представленные зависимости были получены при следующих напряжениях на гранях ячейки: напряжение на источниках $U_{\text{sours}1,2} = -100$ В, на боковой грани $U_{\text{side}1} = 0$ В, напряжение на верхней грани и нижней грани менялось входе эксперимента. В представленных экспериментах гармоническая накачка волн на поверхности жидкости осуществлялась двумя плунжерами на частоте 49,8 Гц. Разность фаз электрических сигналов, подаваемых на приводы, составляла 90° . Крутизна генерируемых на поверхности волн составляла $kH = 0,05$.

На рис.2 представлена зависимость, полученная при следующих напряжениях на верхней $U_{\text{up}} = -50$ В и нижней $U_{\text{down}} = -100$ В, гранях ячейки. Видно, что до включения накачки ток распределен между первыми тремя сегментами -1, 0, 1 и заметно меняется с включением накачки. Ток на сегменте -1 увеличивается при включении накачки, а на сегментах 1, 0 уменьшается, а при этом суммарный ток заметно увеличивается.

На рис.3 представлена зависимость, полученная при следующих напряжениях на верхней $U_{\text{up}} = -100$ В и нижней $U_{\text{down}} = -50$ В, гранях ячейки. Видно, что до включения накачки ток в основном приходит на -1 сегмент приемного коллектора и примерно равен суммарному току. С включением накачки распределение токов и суммарный ток существенно не меняются. Ток на 0,1 сегментах в течение всего времени измерения остается примерно равным нулю.

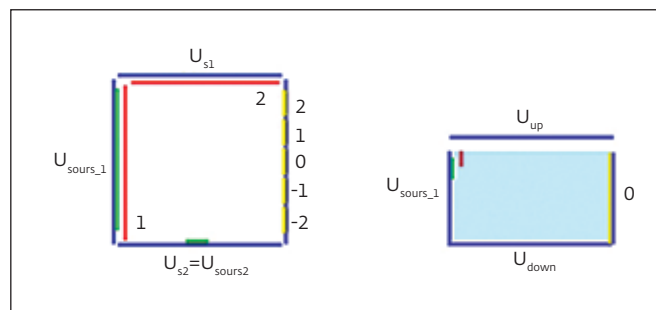


Рис.1. Схема ячейки: 1 – источник зарядов, 2 – плунжеры, 3 – принимающий секционный коллектор

Fig.1. Cell diagram: 1 – source of charges, 2 – plungers, 3 – receiving sectional collector

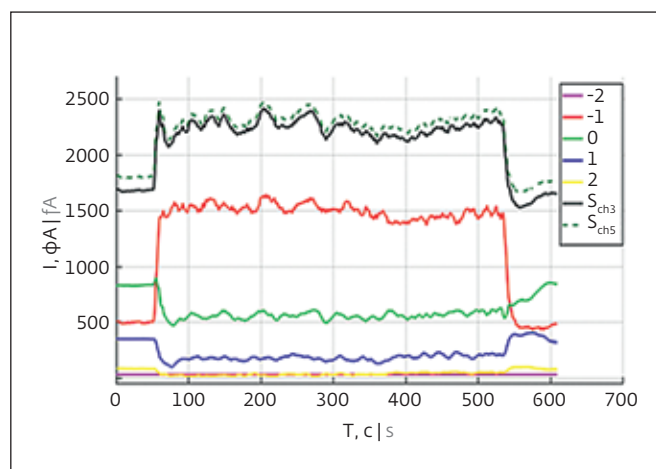


Рис.2. Зависимости от времени тока на принимающих коллекторах в сверхтекучем гелии He-II

Fig.2. Time dependence of current on the receiving collectors in superfluid helium He-II

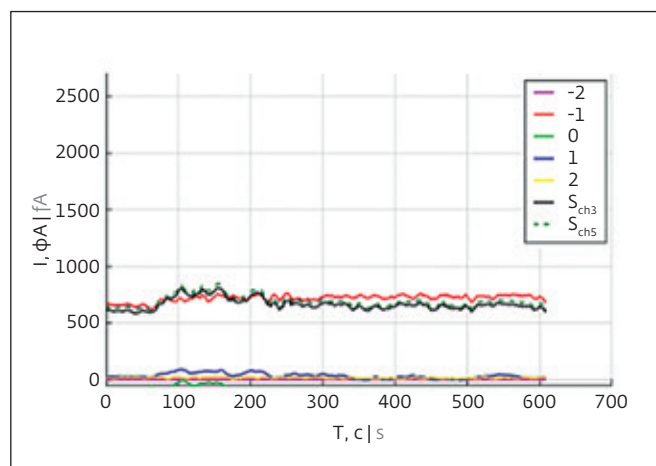


Рис.3. Зависимости от времени тока на принимающих коллекторах в сверхтекучем гелии He-II

Fig.3. Time dependence of current in receiving collectors in superfluid helium He-II

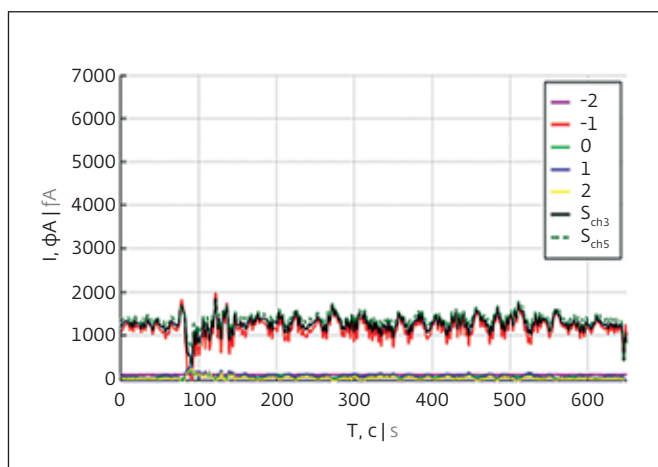


Рис.4. Зависимости от времени тока на принимающих коллекторах в сверхтекучем гелии He-II

Fig.4. Time dependence of current in receiving collectors in superfluid helium He-II

На рис.4. представлена зависимость, полученная при следующих напряжениях на верхней $U_{up} = -50$ В и нижней $U_{down} = -100$ В, гранях ячейки, и при полностью заполненной ячейке без свободной поверхности. В этом случае полученные зависимости тока от времени выглядят более зашумленными, чем в предыдущих случаях, а при включении накачки наблюдается всплеск тока на -1 сегменте приемного коллектора и суммарного тока. Однако в целом картина распределения тока выглядит аналогично представленной на рис.3.

Зависимости, представленные на рис.2, 3 получены в экспериментах с различной конфигурацией электрического поля, поэтому заряды двигались на разном расстоянии от свободной поверхности, а в экспериментах, результаты которых представлены на рис.4, свободная поверхность отсутствует.

Моделирование электрического поля показывает, что при напряжениях на верхней $U_{up} = -50$ В и нижней $U_{down} = -100$ В, гранях ячейки заряды двигаются вблизи двумерной заряженной поверхности, а при $U_{up} = -100$ В, $U_{down} = -50$ В их траектории проходят в объеме жидкого гелия вдали от поверхности.

Следует отметить, что, когда заряды двигаются вдали от поверхности, или в ситуации, когда ячейка полностью заполнена сверхтекучим гелием, временные зависимости тока выглядят одинаково, а суммарный ток в основном приходит на -1 сегмент приемного коллектора. Однако, когда заряды двигаются вблизи поверхности, то распределение тока до включения накачки распределяется следующим образом: -1 сегмент приходит 33% на 0 сегмент 46%, и на 1 сегмент 21%. Включение

supplied from a two-channel functional generator. The plungers made progressive-return motion in the horizontal plane.

RESULTS

Fig.(2-4) shows the experimental time dependences of current on the segments of receiving collector $I_1(t)$ before excitation of waves on the superfluid helium surface, during the operation of the plungers and after the pumping is switched off. The presented dependences were obtained at the following voltages on the cell faces: the voltage at the sources $U_{sour1, 2} = -100$ V, on the side face $U_{side1} = 0$ V, voltage on the top face and bottom face varied during the experiment. In the presented experiments, harmonic pumping of waves on the liquid surface was carried out by two plungers at a frequency of 49.8 Hz. The phase difference of the electrical signals applied to the actuators was 90° . The steepness of the waves generated on the surface was $kH = 0.05$.

Fig.2 shows the dependence obtained at the following voltages at the upper $U_{up} = -50$ V, and lower $U_{down} = -100$ V, faces of the cell. It can be seen that current is distributed among the first three segments -1, 0, 1 before the pump is turned on, and changes markedly with the pump turn-on. The current on segment -1 increases when the pump is turned on, while the current on segments 1, 0 decreases, and the total current increases noticeably.

Fig.3 shows the dependence obtained at the following voltages at the upper $U_{up} = -100$ V, and lower $U_{down} = -50$ V, faces of the cell. It can be seen that before pumping is turned on, the current mainly comes to the -1 segment of the receiver collector, and is approximately equal to the total current. With pumping turned on, the current distribution and total current do not change significantly. The current on the 0.1 segments remains approximately equal to zero during the entire measurement time.

Fig.4 shows the dependence obtained at the following voltages at the upper $U_{up} = -50$ V, and lower $U_{down} = -100$ V, faces of the cell, and at a completely filled cell without a free surface. In this case, the obtained dependences of the current on time look more noisy than in the previous cases, and when pumping is turned on, there is a burst of current on the -1 segment of the receiver collector and the total current. However, in general, the picture of current distribution looks similar to the one presented in Fig.3.

The dependences presented in Fig.2, 3 are obtained in experiments with different configuration of the electric field, so the charges moved at different distances from free surface, and in the experiments, the results of which are presented in Fig.4, there is no free surface.



накачки приводит к увеличению суммарного тока 35% и существенному изменению его распределения на -1 сегмент приходит 65% на 0 сегмент 22%, и на 1 сегмент 13% после выключения накачки распределение возвращается к исходному. Таким образом, наличие свободной поверхности существенно влияет на транспорт заряда в сверхтекучем гелии, что можно связать с рассеиванием зарядов на заряженной двумерной поверхности жидкости.

Рассеивание инжектированных в жидкий гелий зарядов при возбуждении волн на поверхности жидкого гелия ранее исследовалось в нашей работе [4]. Согласно [5] волны на поверхности жидкости приводят к формированию эйлеровой завихренности, а при высоких амплитудах накачки отдельные вихри начинают перекрываться, образуя валы завихренности, на которых рассеиваются инжектированные заряды.

ВЫВОДЫ

Экспериментально установлено, что двумерная заряженная поверхность сверхтекучего гелия существенно влияет на транспорт инжектированных электронов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2019-1893.

ИНФОРМАЦИЯ О РЕЦЕНЗИРОВАНИИ

Редакция благодарит анонимного рецензента (рецензентов) за их вклад в рецензирование этой работы, а также за размещение статей на сайте журнала и передачу их в электронном виде в НЭБ eLIBRARY.RU.

Декларация о конфликте интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликтов интересов или личных отношений, которые могли бы повлиять на работу, представленную в данной статье.

ЛИТЕРАТУРА / REFERENCES

1. Шикин В.Б. УФН, 121 457–497 (1977).
2. Russell J.D., Carlo F.B. Journal of Physical and Chemical Reference Data 27, 1217 (1998); <https://doi.org/10.1063/1.556028>
3. Шикин В.Б. УФН 164 995–997 (1994).
4. Remizov I.A., Sultanova M.R., Levchenko A.A., Mezhev-Deglin L.P. / Low Temperature Physics. Fizika Nizkikh Temperatur. 2021. Vol. 47, Iss. 5. PP. 378–382/409–413.
5. Filatov S.V., Parfenyev V.M., Vergeles S.S., Brazhnikov M.Y., Levchenko A.A., Lebedev V.V. Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 116. P. 054501.

Modeling of the electric field shows that at voltages on the upper $U_{up} = -50$ V, and lower $U_{down} = -100$ V, faces of the cell charges move near the two-dimensional charged surface, and at $U_{up} = -100$ V, $U_{down} = -50$ V their trajectories pass in the volume of liquid helium far from the surface.

It should be noted that when charges move away from the surface, or in a situation where the cell is completely filled with superfluid helium the current time dependences look the same, and the total current mainly comes to the -1 segment of the receiver collector. However, when the charges move near the surface, the current distribution before pumping is turned on is distributed as follows: -1 segment comes 33% to 0 segment 46%, and to 1 segment 21 %. Turning on the pumping leads to an increase in the total current of 35% and a significant change in its distribution to -1 segment comes 65% to 0 segment 22%, and to 1 segment 13% after turning off the pumping the distribution returns to the original one. Thus, presence of a free surface significantly affects the charge transport in superfluid helium, which can be attributed to charge dissipation on a charged two-dimensional liquid surface.

The dissipation of charges injected into liquid helium during wave excitation on the liquid helium surface was previously studied in our work [4]. According to [5], waves on the liquid surface lead to formation of Eulerian vorticity, and at high pumping amplitudes, individual vortices begin to overlap, forming vorticity shafts on which the injected charges are scattered.

CONCLUSIONS

Experimentally confirmed, that two-dimensionally charged surface of superfluid helium significantly influences onto the injected electrons transport.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the grant of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation No. 075-15-2019-1893.

PEER REVIEW INFO

Editorial board thanks the anonymous reviewer(s) for their contribution to the peer review of this work. It is also grateful for their consent to publish papers on the journal's website and SEL eLibrary eLIBRARY.RU.

Declaration of Competing Interest. The authors declare that they have no known competing financial interests or personal relationships that could have appeared to influence the work reported in this paper.