

УДК 538.941+535

## НА ПУТИ К СВЕРХТЕКУЧЕСТИ ФУЛЬДЕ–ФЕРЕЛЛА–ЛАРКИНА–ОВЧИННИКОВА В ГАЗЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ ФЕРМИ-АТОМОВ

© 2021 г. В. А. Виноградов<sup>а</sup>, К. А. Карпов<sup>а, б, с</sup>, С. С. Лукашов<sup>а, б</sup>,  
М. В. Платонова<sup>а</sup>, А. В. Турлапов<sup>а, б, \*</sup>

<sup>а</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, 603950 Россия

<sup>б</sup>Российский квантовый центр, Москва, 121205 Россия

<sup>с</sup>Московский физико-технический институт,  
Долгопрудный, Московская область, 141701 Россия

\*e-mail: [turlapov@appl.sci-nnov.ru](mailto:turlapov@appl.sci-nnov.ru)

Поступила в редакцию 11.12.2020 г.

После доработки 22.02.2021 г.

Принята к публикации 25.02.2021 г.

Обсуждается поиск сверхтекучей фазы Фульде–Ферелла–Ларкина–Овчинникова в ультрахолодном газе ферми-атомов. Возможным препятствием к получению этой фазы в известных экспериментах служит, прежде всего, разделение газа на сбалансированную по спину фазу и полностью поляризованную фазу. Это разделение фаз вызвано удержанием во внешнем параболическом потенциале. Вторым возможным препятствием является недостаточно низкое отношение температуры к энергии Ферми. Пленение газа в крупномасштабной оптической дипольной ловушке с плоским потенциалом внутри позволит избежать разделения фаз. Кроме того, ловушка позволит увеличить число захваченных атомов, что, в свою очередь, может привести к уменьшению температуры, отнесенной к энергии Ферми. Представлены результаты первичного эксперимента по загрузке атомов в подобную ловушку из магнито-оптической ловушки.

**Ключевые слова:** лазерное пленение и охлаждение, газ атомов, оптическая дипольная сила, рассеяние света, ферми-газ, сверхтекучесть, сверхпроводимость.

DOI: 10.31857/S1028096021100216

### ВВЕДЕНИЕ

В газе атомов-фермионов при температурах уровня десятков нанокельвинов достигается квантовое вырождение. Между атомами в разных внутренних состояниях доминирует  $s$ -взаимодействие. Легко достигается отрицательная длина рассеяния, что ведет к образованию куперовских пар и сверхтекучей фазы по механизму Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) с конденсацией пар в состояние с нулевым импульсом [1, 2].

Сверхпроводящее состояние Фульде–Ферелла–Ларкина–Овчинникова (ФФЛО) [3, 4] предполагает конденсацию куперовских пар электронов в состояние с импульсом, отличным от 0. Необходимым условием ФФЛО является несоответствие ферми-поверхностей для фермионов со спином вверх и вниз, как показано на рис. 1. В экспериментах со сверхпроводниками неоднократно наблюдались признаки перехода ФФЛО [5–7], в то время как однозначного подтверждения, которым могла бы, например, стать про-

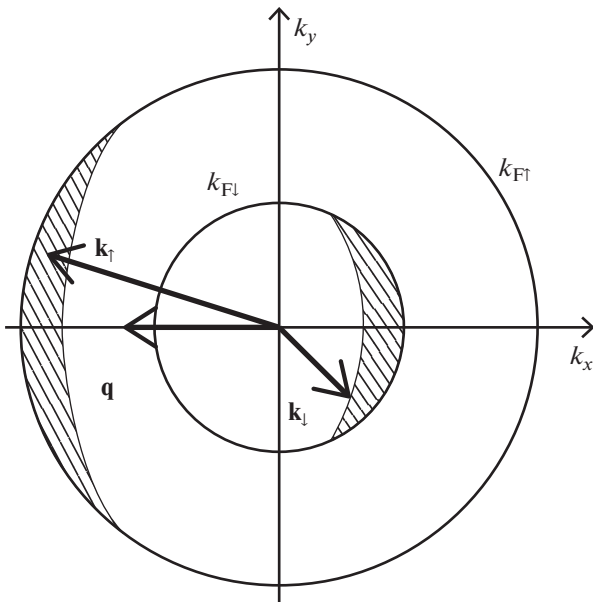
странственная модуляция параметра порядка, до сих пор не появилось [5, 7].

Сверхтекучая фаза ФФЛО в ультрахолодном газе ферми-атомов [7–9] может стать аналогом сверхпроводимости ФФЛО. К настоящему времени, однако, в экспериментах с атомным газом признаков фазы ФФЛО обнаружено не было.

Данная работа посвящена обсуждению причин, по которым фаза ФФЛО не наблюдалась, и путей достижения указанной фазы.

### ПРЕПЯТСТВИЯ К НАБЛЮДЕНИЮ ФАЗЫ ФФЛО

Проведены экспериментальные исследования газов с неравным числом атомов в двух спиновых состояниях [10–12]. Вместо фазы ФФЛО наблюдалось пространственное разделение газа на фазу спаренных по БКШ частиц и фазу полностью поляризованного идеального ферми-газа. Возможной причиной разделения фаз стал параболический потенциал, в котором удерживался газ. Газ



**Рис. 1.** Распределение фермионов в пространстве импульсов при спаривании по Фульде–Фереллу. Показаны поверхности Ферми для спинового большинства ( $\uparrow$ ) и меньшинства ( $\downarrow$ ). Заштрихованы области, где содержатся атомы, образующие пары с импульсом  $q$ .

спинового меньшинства собирался в минимуме потенциала, где каждый атом спаривался с атомом из спинового большинства. Образование сбалансированного по спину газа в центре облака более выгодно, чем фаза ФФЛО, поскольку энергия фазы БКШ ниже. Полностью поляризованный по спину газ вытеснялся на периферию облака. Для предотвращения разделения фаз необходима ловушка, внутри которой потенциал почти плоский. Недавно созданы ловушки, стенки которых образованы тонкими лучами света [13–15], и, следовательно, внутри ловушки (в свободной от света области) потенциал плоский, не считая вклада от поля тяготения. Размер указанных ловушек  $\sim 100$  мкм. Далее покажем важность увеличения ловушки с точки зрения увеличения числа частиц  $N$  и понижения температуры  $T$ , отнесенной к энергии Ферми  $E_F$ .

Недостаточно низкая температура также могла стать причиной, по которой фаза ФФЛО в газе атомов до сих пор не наблюдалась. Хотя рекордно низкая температура и достигнута в газе атомов, составив 0.45 нанокельвинов [16], для наблюдения фазового перехода важна не абсолютная температура  $T$ , а отношение  $T/E_F$ . Наименьшие величины  $T/E_F = 0.05\text{--}0.1$ , достигнутые в эксперименте [17, 18], существенно выше самых низких  $T/E_F$  в твердом теле и даже выше безразмерной критической температуры в высокотемпературных купратных сверхпроводниках, которая до-

стигает лишь  $T_{\text{crit}}/E_F = 0.01$  [19]. Для газа атомов различные модели предсказывают критическую температуру ФФЛО существенно меньшую [9], чем для перехода по типу БКШ, наивысшая температура которого  $T_{\text{BCS}}/E_F = 0.17$  [18]. Для поиска фазы ФФЛО, следовательно, важно уменьшение  $T/E_F$ .

Нижний предел  $T/E_F$  может оказаться зависимым от числа частиц  $N$ . В замкнутой системе наименьшая наблюдаемая температура соответствует возбуждению одной частицы или квазичастицы над химическим потенциалом. В ферми-газе  $T_{\text{min}}$  можно оценить, как энергетический зазор между двумя одночастичными состояниями вблизи поверхности Ферми. В прямоугольном потенциале получаем  $T_{\text{min}}/E_F \sim N^{1/3}$ , что делает важным увеличение  $N$ . Наибольшее  $N$  в глубоко вырожденном ферми-газе было получено для  ${}^6\text{Li}$  и составило  $10^7$  [17]. Возможно повышение  $N$ , поскольку на начальной стадии охлаждения, в ходе которой происходит также и накопление атомов, число частиц может составлять вплоть до  $\sim 10^{10}$  [20, 21]. Накопление происходит в магнито-оптической ловушке. При перегрузке атомов в оптическую дипольную ловушку их число снижается.

### ЛОВУШКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ОДНОРОДНОГО ГАЗА И НИЗКОГО ОТНОШЕНИЯ $T/E_F$

Большая полая оптическая дипольная ловушка, способная принять из магнито-оптической ловушки все частицы, позволяет приготовить квантовый газ, сохранив существенную часть атомов. Например, при испарительном охлаждении ферми-газа, начав с фазовой плотности, характерной для магнито-оптической ловушки, можно дойти до квантового вырождения, сохранив 1/3 частиц [22]. Подобная ловушка размерами около 1 мм и первые результаты по пленению газа представлены в нашей работе [23].

Оптические поля, создающие большую полую дипольную ловушку, схематично показаны на рис. 2а. Вертикальная трубка кольцевого сечения ограничивает движение атомов в плоскости  $x, y$ , а движение вдоль  $z$  ограничено плоскими стенками. Световые поля создают отталкивательный дипольный потенциал, поскольку частота лазерного излучения  $\omega$  выше частоты  $\omega_0$  ближайшего электродипольного перехода в атоме. Потенциал дипольной силы связан с профилем интенсивности света  $I(\mathbf{r})$  [24]:

$$U(\mathbf{r}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma I(\mathbf{r})}{2\omega_0^3 (\omega - \omega_0)}, \quad (1)$$

где  $\Gamma$  – обратное время жизни возбужденного состояния атома. Из формулы (1) видно, что не-

большая расстройка  $\omega - \omega_0$  позволяет создать высокий потенциал вокруг области большого объема. Дипольная ловушка для  ${}^6\text{Li}$  создана излучением, отстроенным на  $(\omega - \omega_0)/2\pi = 19 \text{ ГГц} \approx 3000 \text{ Г}$  вверх от линии  $D2$ , перехода  $2S_{1/2} \rightarrow 2P_{3/2}$  с длиной волны  $671 \text{ нм}$ . Мощность каждого из лучей  $\sim 100 \text{ мВт}$ , толщина стенок составляет несколько десятков микрон, что дает их высоту в  $200\text{--}400 \text{ мкК}$ .

В нашем эксперименте [23] показано, как приготовленное в магнитно-оптической ловушке облако атомов, имеющее полный размер около  $1 \text{ мм}$ , перегружено в дипольную ловушку примерно такого же размера. Снимок газа в оптической дипольной ловушке представлен на рис. 3а. Съемка газа атомов происходит методом поглощения света [23]. Для съемки газ подсвечивается слабым импульсом лазерного излучения вдоль оси  $y$  с частотой в резонансе с электродипольным переходом. Тень от облака проецируется на прибор с зарядовой связью. На снимке представлено пространственное распределение поглощения света  $f(x, z)$  облаком, рассчитанное в плоскости объекта съемки как отношение интенсивности рассеянного света к интенсивности луча подсвета.

Снимок 3а сделан через  $1 \text{ мс}$  после полного выключения лучей магнитно-оптической ловушки и представляет собой вид сбоку на цилиндрическую дипольную ловушку. В центре снимка можно видеть облако атомов с резкими краями и почти прямоугольной формой проекции на плоскость  $xz$ . На рис. 3б, в представлены результаты усреднения снимка вдоль  $z$  и  $x$ :

$$f_{1x}(x) = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} f(x, z) dz,$$

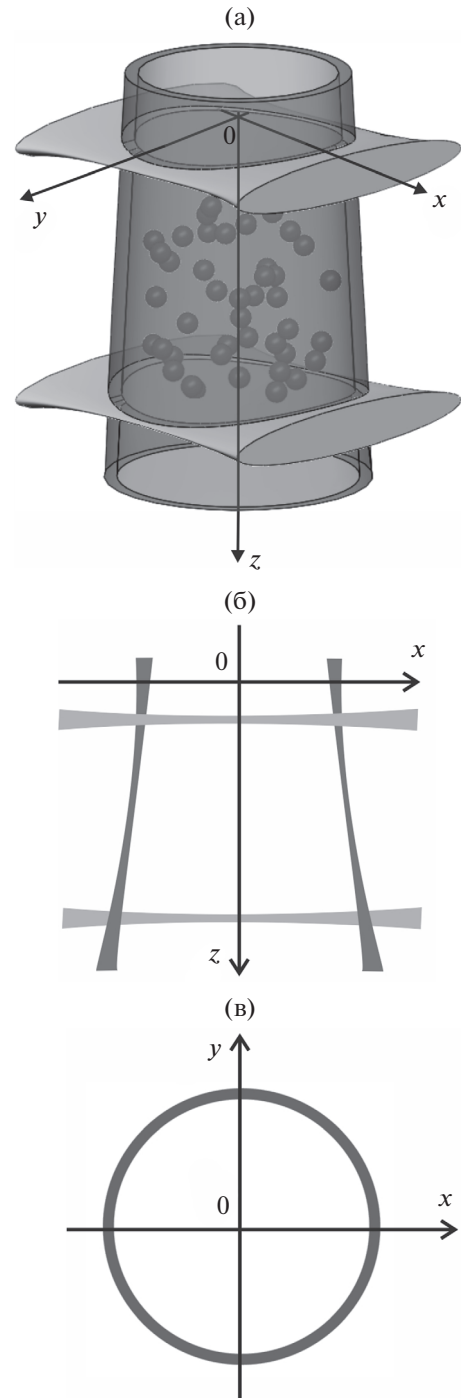
$$f_{1z}(z) = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} f(x, z) dx,$$

где  $x_1, x_2, z_1, z_2$  — границы ловушки. Распределение вдоль  $z$  имеет форму плато, а распределение вдоль  $x$  — скругленную форму. Профили поглощения соответствуют почти однородному заполнению цилиндрической ловушки газом и указывают на то, что движение атомов ограничено стенками ловушки, то есть произошел захват атомов.

Число плененных атомов  $N$  можно оценить по снимку 3а, связав долю поглощенного света  $f$  с распределением концентрации  $n$  в приближении двухуровневого атома:

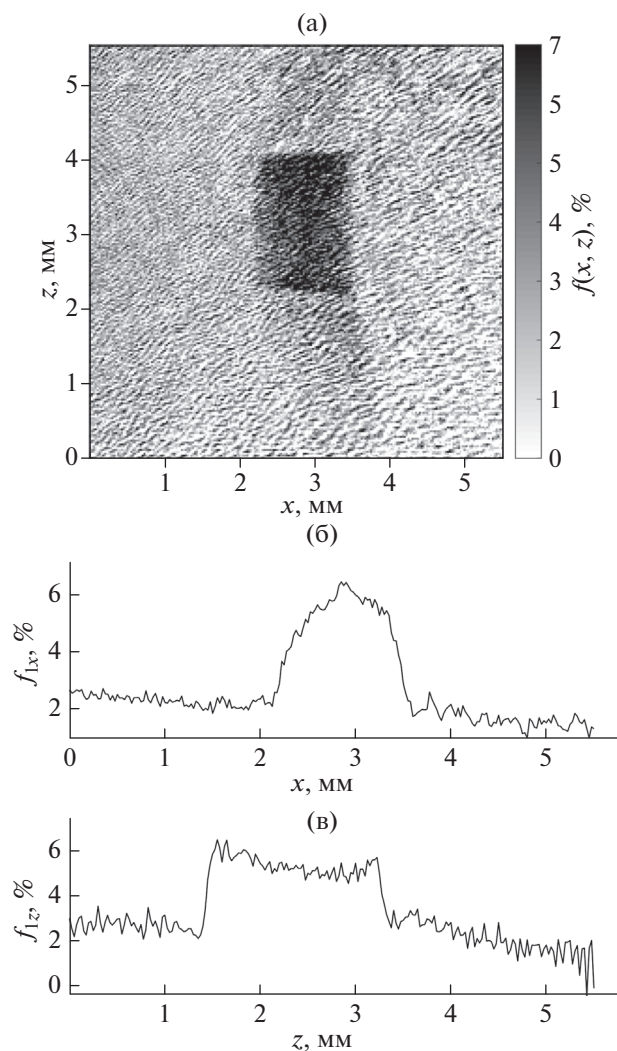
$$\ln(1 - f(x, z)) = -\sigma \int n(x, y, z) dy,$$

где  $\sigma = \lambda^2/\pi$  — усредненное по возможным переходам сечение рассеяния луча подсвета,  $\lambda = 671 \text{ нм}$  — резонансная длина волны. В результате получаем  $N = 6 \times 10^5$ . Столь небольшое число атомов можно объяснить небольшим исходным числом частиц в магнитно-оптической ловушке,



**Рис. 2.** Пленение газа атомов (показан сферами) в пространстве, ограниченном одним цилиндрическим и двумя плоскими лучами света (а). Сечения лучей плоскостями  $xz$  (б) и  $xy$  (в).

которое составляет  $1.3 \times 10^6$  согласно замеру тем же методом. Соотношение между числом атомов в магнитно-оптической ловушке и дипольной ловушке указывает на достаточно высокую эффективность перегрузки  $\approx 50\%$ . Газ в магнитно-оптической ловушке до перегрузки был доста-



**Рис. 3.** Поглощение света облаком плененных атомов через 1 мс после отключения магнитно-оптической ловушки (а). Результат интегрирования снимка (а) вдоль направлений  $z$  (б) и  $x$  (в). Из работы [23].

точно горячим, при этом температура составляла  $\sim 1$  мК. После перегрузки дополнительное охлаждение не проводилось.

Потери из данной дипольной ловушки в основном будут вызваны нагревом, происходящим благодаря частому рэлеевскому рассеянию света на атомах, оказавшихся в контакте со стенками. Такое предположение можно сделать на основании малой отстройки  $\omega - \omega_0$ . Набор энергии атомом в единицу времени можно оценить, как

$$\dot{E} = \frac{\hbar\omega^2\Gamma\alpha U_{\max}}{2mc^2\omega - \omega_0},$$

где  $\alpha \simeq 0.2$  – отношение объема стенок к объему ловушки, а  $U_{\max}$  – высота потенциала [25]. Отсюда, время жизни атома в ловушке  $U_{\max}/\dot{E} = 30$  мс.

Такой нагрев в принципе может быть преодолен быстрым охлаждением. Без потерь частиц охлаждение можно выполнить, наложив оптическую патоку [26]. Для  ${}^6\text{Li}$  охлаждение ниже предела Летохова–Миногоина–Павлика ( $\hbar\Gamma/2 = 150$  мкК) достигается в оптической патоке не на линии  $D2$ , используемой для магнитно-оптической ловушки, а на линии  $D1$  и ведет к понижению температуры на масштабе  $\sim 1$  мс до величины не более 40 мкК [27]. На следующем этапе квантовое вырождение газа может быть достигнуто при помощи испарительного охлаждения [22] после динамического увеличения расстройки  $\omega - \omega_0$ .

Оптический дипольный потенциал ловушки дополняется линейным полем тяготения, что дает перепад энергии между верхней и нижней стеной ловушки, равный 7 мкК. Этот потенциал может быть компенсирован градиентом дополнительного дипольного потенциала при помощи излучения, отстроенного далеко от резонанса.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Достижению фазы ФФЛО в газе атомов может способствовать использование крупномасштабной оптической дипольной ловушки с тонкими стенками и плоским потенциалом внутри. Однородный потенциал воспрепятствует конкурирующему эффекту разделения фаз, а увеличение размера ловушки позволит увеличить число атомов и, следовательно, уменьшить отношение температуры к энергии Ферми.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят за поддержку РФФИ (проект 19-29-11025), Росатом, Минобрнауки РФ (Госзадание ИПФ РАН 0030-2021-0002), РФФИ (проекты 19-02-00585, 20-02-00015).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Путаевский Л.П. // УФН. 2008. Т. 178. № 6. С. 633. <https://doi.org/10.3367/UFN.0178.200806i.0633>
2. Каган М.Ю., Турлапов А.В. // УФН. 2019. Т. 189. № 3. С. 225. <https://doi.org/10.3367/UFN.2018.10.038471>
3. Fulde P., Ferrell R.A. // Phys. Rev. 1964. V. 135. № 3A. P. A550. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.135.A550>
4. Ларкин А.И., Овчинников Ю.Н. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1136
5. Croitoru M.D., Buzdin A.I. // Condens. Matter. 2017. V. 2. № 3 P. 30. <https://doi.org/10.3390/condmat2030030>
6. Kasahara S., Sato Y., Licciardello S., Čulo M., Arsenijević S., Ottenbros T., Tominaga T., Böker J., Eremin I., Shibauchi T., Wosnitza J., Hussey N.E., Matsuda Y. //

- Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. № 10. P. 107001.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.107001>
7. *Caldas H., Chen Q.* // *Annalen der Physik.* 2020. V. 532. P. 2000222.  
<https://doi.org/10.1002/andp.202000222>
  8. *Hu H., Liu X.-J.* // *Phys. Rev. A.* 2006. V. 73. № 5. P. 051603.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.73.051603>
  9. *Kinnunen J.J., Baarsma J. E., Martikainen J.-P., Törmä P.* // *Reports on Progress in Physics.* 2018. V. 81. № 4. P. 046401.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6633/aaa4ad>
  10. *Partridge G.B., Li W., Kamar R.I., Liao Y., Hulet R.G.* // *Science.* 2006. V. 311. № 5760. P. 503.  
<https://doi.org/10.1126/science.1122876>
  11. *Shin Y., Zwierlein M.W., Schunck C.H., Schirotzek A., Ketterle W.* // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. № 3. P. 030401.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.030401>
  12. *Partridge G.B., Li W., Liao Y.A., Hulet R.G., Haque M., Stoof H.T.C.* // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. № 19. P. 190407.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.190407>
  13. *Gaunt A.L., Schmidutz T.F., Gottlibovych I., Smith R.P., Hadzibabic Z.* // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. № 20. P. 200406.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.200406>
  14. *Mukherjee B., Yan Z., Patel P.B., Hadzibabic Z., Yefsah T., Struck J., Zwierlein M.W.* // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. № 12. P. 123401.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.123401>
  15. *Baird L., Wang X., Roof S., Thomas J.E.* // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. № 16. P. 160402.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.160402>
  16. *Leanhardt A.E., Pasquini T.A., Saba M., Schirotzek A., Shin Y., Kielpinski D., Pritchard D.E., Ketterle W.* // *Science.* 2003. V. 301. № 5639. P. 1513.  
<https://doi.org/10.1126/science.1088827>
  17. *Zwierlein M.W., Schunck C.H., Schirotzek A., Ketterle W.* // *Nature.* 2006. V. 442. № 7098. P. 54.  
<https://doi.org/10.1038/nature04936>
  18. *Ku M.J.H., Sommer A.T., Cheuk L.W., Zwierlein M.W.* // *Science.* 2012. V. 335. № 6068. P. 563.  
<https://doi.org/10.1126/science.1214987>
  19. *Bozovic I.* // *J. Superconductivity.* 1991. V. 4. № 2. P. 193.  
<https://doi.org/10.1007/BF00617726>
  20. *Van der Stam K.M.R., van Ooijen E.D., Meppelink R., Vogels J.M., van der Straten P.* // *Review of Scientific Instruments.* 2007. V. 78. № 1. P. 013102.  
<https://doi.org/10.1063/1.2424439>
  21. *Ridinger A., Chaudhuri S., Salez T., Eismann U., Fernandes D.R., Magalhães K., Wilkowski D., Salomon C., Chevy F.* // *Eur. Phys. J. D.* 2011. V. 65. № 1–2. P. 223.  
<https://doi.org/10.1140/epjd/e2011-20069-4>
  22. *Luo L., Clancy B., Joseph J., Kinast J., Turlapov A., Thomas J.E.* // *New J. Phys.* 2006. V. 8. № 9. P. 213.  
<https://doi.org/10.1088/1367-2630/8/9/213>
  23. *Виноградов В.А., Карпов К.А., Лукашов С.С., Турлапов А.В.* // *Квантовая электроника.* 2020. Т. 50. № 6. С. 520.  
<https://doi.org/10.1070/QEL17362>
  24. *Grimm R., Weidemüller M., Ovchinnikov Y.B.* // *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* 2000. V. 42. P. 95.  
<https://doi.org/10.1016/S1049-250X>
  25. *Виноградов В.А., Карпов К.А., Савельева С.В., Турлапов А.В.* // *Квантовая электроника.* 2019. Т. 49. № 5. С. 433.  
<https://doi.org/10.1070/QEL17009>
  26. *Kuga T., Torii Y., Shiokawa N., Hirano T., Shimizu Y., Sasa-da H.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. № 25. P. 4713.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.4713>
  27. *Burchianti A., Valtolina G., Seman J.A., Pace E., De Pas M., Inguscio M., Zaccanti M., Roati G.* // *Phys. Rev. A.* 2014. V. 90. № 4. P. 043408.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.90.043408>

## The Search for the Fulde–Ferrell–Larkin–Ovchinnikov Superfluidity in an Ultracold Fermi Gas of Atoms

V. A. Vinogradov<sup>1</sup>, K. A. Karpov<sup>1,2,3</sup>, S. S. Lukashov<sup>1,2</sup>, M. V. Platonova<sup>1</sup>, A. V. Turlapov<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

<sup>2</sup>*Russian Quantum Center, Moscow, 121205 Russia*

<sup>3</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701 Russia*

\*e-mail: [turlapov@appl.sci-nnov.ru](mailto:turlapov@appl.sci-nnov.ru)

The search for the Fulde–Ferrell–Larkin–Ovchinnikov superfluidity in an atomic Fermi gas is discussed. Possible obstacle on the way of achieving this superfluid phase is firstly the separation of the gas into a spin-balanced phase and a fully polarized phase. This phase separation is induced by the parabolic trapping potential. The second obstacle stems from the not low enough ratio of the temperature to the Fermi energy. Trapping the gas in a large-scale optical dipole trap with flat inner potential will let one avoid the phase separation. In addition, the trap will accommodate a bigger atom number, which in turn helps in reducing the temperature-to-the-Fermi-energy ratio. The initial experiment on loading such a trap from a magneto-optical trap is described.

**Keywords:** laser trapping and cooling, gas of atoms, optical dipole force, light scattering, Fermi gas, superfluidity, superconductivity.