Письма в ЖЭТФ, том 93, вып. 7, с. 403 – 407 © 2011 г. 10 апреля

Новый эксперимент по наблюдению эффекта ускоряющегося вещества в нейтронной оптике

А. И. Франк[1)], *П. Гелтенборт*[+2)], *М. Ентшель*[+2)], *Д. В. Кустов*[∇], *Г. В. Кулин*, *А. Н. Стрепетов*[*]

Лаборатория нейтронной физики им. И.М. Франка, Объединенный Институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Россия

[+]*Institute Laue Langevin, 38042 Grenoble Cedex 9, France*

[*]*Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия*

[∇]*Институт ядерных исследований НАН Украины, 03680 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 24 февраля 2011 г.

Сообщается о результатах нового эксперимента по наблюдению эффекта ускоряющегося вещества в нейтронной оптике. Показано, что скорость нейтронов периодически меняется при их прохождении через преломляющий образец, двигающийся по гармоническому закону. Идея эксперимента основана на эффекте временной фокусировки, состоящем в том, что периодическая модуляция скорости нейтронов ведет к осцилляции плотности потока в точке наблюдения. Величина эффекта находится в разумном согласии с теоретическими предсказаниями. Эксперимент поставлен с ультрахолодными нейтронами, а зарегистрированное изменение скорости нейтронов было порядка ± 1 см/с.

1. Введение. Начало изучению взаимодействия нейтронов с движущимся веществом было положено публикацией Хорна и Цайлингера [1], стимулировавшей появление ряда экспериментальных [2–6] и теоретических [7–9] работ. По аналогии с оптикой нейтронные эксперименты с движущимся веществом стали называться опытами Физо, хотя явления, имеющие место при прохождении электромагнитной и нейтронной волн через движущееся вещество, существенно различаются [10]. Практически во всех этих работах основное внимание уделялось проблеме изменения фазы волны, прошедшей через движущийся образец. Меньшее внимание уделялось вопросу о частоте волны в среде. Однако если слой вещества движется как целое вместе с ограничивающими его поверхностями, то частота волны в веществе, измеренная в лабораторной системе, отличается от частоты волны в вакууме. При этом как для света [11], так и для нейтронов [7, 10] имеет место доплеровский сдвиг частоты, величина которого определяется соотношением

$$\Delta\omega = (n-1)k_0 V, \tag{1}$$

где n – показатель преломления в движущейся системе координат, в которой вещество покоится, k_0 – волновое число падающей волны и V – скорость движения вещества. В случае равномерного движения слоя вещества доплеровские сдвиги, возникающие при прохождении волны через обе его границы, равны по величине, но противоположны по знаку. Суммарный эффект равен нулю, и частота волны, прошедшей через слой, равна частоте падающей волны.

Долгое время от внимания исследователей ускользал тот факт, что важнейшим обстоятельством здесь является факт равномерности движения. Для произвольного закона движения образца взаимной компенсации доплеровских сдвигов частоты на двух его границах не происходит, и частота прошедшей через образец волны отличается от частоты падающей волны. Это было показано в работе Танака [12], в которой задача о прохождении электромагнитной волны через слой диэлектрика, движущийся с постоянным ускорением, решалась, исходя из ковариантного обобщения уравнений Максвелла. Соответствующий оптический эксперимент, по-видимому, так и не был осуществлен, хотя такая возможность обсуждалась [13].

Вопрос о прохождении нейтронов через материальный слой, движущийся с ускорением, был рассмотрен в работе Ковальского [14], целью которой было предложение проверки принципа эквивалентности в нейтронном эксперименте нового типа. Автор пришел к выводу, что энергия нейтронов, прошедших через такой слой, должна отличаться от начальной. Позднее этот же результат был получен в работе [15] путем последовательного вычисления скорости нейтрона, пересекающего движущиеся границы образца. Согласно этим работам, величина передачи энергии нейтрону от образца определяется соотношением

[1)]e-mail: frank@nf.jinr.ru
[2)]P. Geltenbort, M. Jentschel.

$$\Delta E \cong mwd(1/n-1), \qquad (2)$$

где m – масса нейтрона, w – ускорение образца, n – показатель преломления среды и d – толщина образца.

О наблюдении изменения энергии ультрахолодных нейтронов (УХН) при прохождении через ускоряющийся образец сообщалось в короткой публикации [16]. Результаты более детального исследования этого явления, названного авторами эффектом ускоряющегося вещества (ЭУВ), опубликованы в [17], где отмечалось, что ЭУВ является, по-видимому, очень общим оптическим эффектом, наблюдавшимся пока только в нейтронной оптике. Фактически эффект наблюдался пока только в единственном нейтронно-оптическом эксперименте, поскольку работы [16, 17] выполнялись с одним и тем же прибором и по единой методике, основанной на использовании нейтронных интерферометров Фабри–Перро. Вместе с тем представляется, что ЭУВ является очень общим оптическим эффектом, существующим для волн самой различной природы [17].

По-видимому, такую ситуацию нельзя считать вполне удовлетворительной и наблюдение этого эффекта иным методом представляется достаточно актуальным. Настоящая работа посвящена описанию нового эксперимента по наблюдению эффекта ускоренного вещества в нейтронной оптике.

2. Эффект ускоряющегося вещества и фокусировка нейтронов во времени

2.1. *Идея эксперимента.* Целью эксперимента было зарегистрировать изменение скорости нейтронов, проходящих через колеблющуюся в пространстве пластину. При гармоническом движении образца

$$\xi(t) = A\sin\Omega t, \qquad (3)$$

где ξ – смещение образца от среднего положения, ЭУВ приводит, согласно (2), к периодическому изменению энергии нейтронов:

$$\Delta E \cong -mA\Omega^2 d(1/n-1)\sin\Omega t, \qquad (4)$$

что соответствует изменению их скорости

$$\Delta v_n = -A\Omega^2\frac{d}{v_0}\left(\frac{1-n}{n}\right)\sin\Omega t, \qquad (5)$$

где v_0 – скорость нейтрона до входа в образец.

По своей постановке опыт близок к эксперименту по временной фокусировке нейтронов [18]. Его идея поясняется рис. 1. Монохроматические нейтроны проходят через модулятор – временную линзу, которая периодически меняет скорость нейтронов,

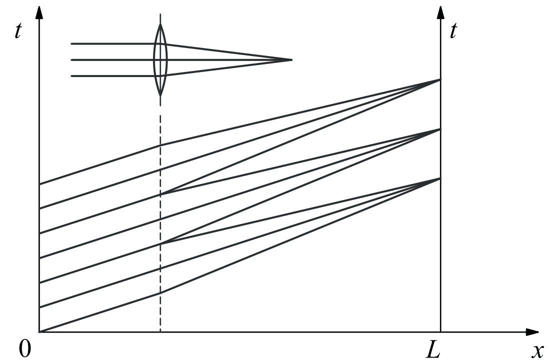

Рис. 1. Координатно-временная схема, поясняющая идею временной фокусировки

обеспечивая в идеале одновременность их прилета в точку расположения детектора L. Линза работает в циклическом режиме, фокусируя нейтроны, поступающие в нее в течение одного цикла. В работе [18] в качестве линзы использовалась апериодическая дифракционная решетка, двигавшаяся поперек пучка. В данном эксперименте таким модулятором служила кремниевая пластина, двигающаяся по гармоническому закону вдоль направления распространения УХН. При этом в соответствии с (5) должно происходить изменение скорости нейтрона, обусловленное ЭУВ.

В условиях описываемого эксперимента передача импульса нейтрону была недостаточной для эффективной фокусировки, так что положение фокуса, будучи отмеченным на рис. 1, оказалось бы значительно правее L. Однако и при такой слабой фокусировке в точке детектирования имеет место определенная группировка нейтронов по времени пролета, что ведет к периодической модуляции скорости счета детектора [19].

Можно показать, что временная зависимость скорости счета детектора определяется при этом производной от функции модулятора (5). Таким образом, гармоническое движение образца должно вести к периодической зависимости скорости счета от времени, определяемой соотношением

$$N_a(t) \cong N_0 + C_a A\Omega^3\cos\Omega(t+\tau), \qquad (6)$$

где N_0 – средняя скорость счета, τ – среднее время пролета от модулятора до детектора и C_a – постоянный коэффициент, зависящий как от свойств образца, так и от конкретных условий эксперимента.

Очевидно, что гармоническое движение образца ведет также к периодической вариации скорости нейтронов относительно образца. Поскольку сечение всех диссипативных процессов подчиняется в случае УХН закону $1/v$, то и пропускание образца также меняется по гармоническому закону. Поэтому помимо искомого эффекта, определяемого формулой (6), имеется еще и систематический эффект, обусловленный вариацией пропускания образца и описываемый формулой

$$N_v(t) = N_0 + C_v A\Omega \cos\Omega(t+\tau). \qquad (7)$$

Поскольку оба эффекта синфазны, то модуляция скорости счета определяется суммарной амплитудой

$$\Delta N(\Omega) = A\Omega^2(C_a\Omega + C_v/\Omega). \qquad (8)$$

Это выражение записано в форме, иллюстрирующей идею эксперимента. Если измерения проводятся для набора частот Ω таким образом, что величина $A\Omega^2$ остается постоянной, то искомый эффект ускоряющегося вещества должен расти прямо пропорционально частоте, в то время как систематический скоростной эффект будет уменьшаться обратно пропорционально частоте.

С проблемой систематического эффекта, обусловленного временной зависимостью пропускания, мы уже сталкивались в предшествующих экспериментах [16, 17]. Тогда же было осознано, что в случае, когда монохроматизация нейтронов осуществляется после прохождения осциллирующего образца, эффект ускоренного вещества исключается, а все экспериментально наблюдаемые явления порождаются только систематическим скоростным эффектом. Этот же прием был использован и в описываемом эксперименте.

Таким образом, стратегия эксперимента состояла в том, чтобы измерять амплитуду модуляции скорости счета УХН, прошедших через осциллирующий образец для большого набора частот Ω, но при фиксированном значении величины $A\Omega^2$. Измерения проводились в двух геометриях. В первом случае через образец проходили монохроматические нейтроны и амплитуда модуляции определялась формулой (8). Во втором случае нейтроны сначала проходили через осциллирующий образец и только потом через монохроматор. В этом случае амплитуда модуляции была обусловлена только систематическим эффектом. Разность кривых зависимости амплитуды модуляции от частоты определяется эффектом ускоряющегося вещества и должна линейно зависеть от частоты.

2.2. *Экспериментальная реализация и результаты.* В эксперименте был использован тот же спектрометр, что и в работах [16, 17]. Он схематически изображен на рис. 2. Как и ранее, в качестве монохроматора использовался интерферометр Фабри–Перо, имевший единственную линию пропускания, соответствующую скорости нейтронов $v_0 \cong 450$ см/с с от-

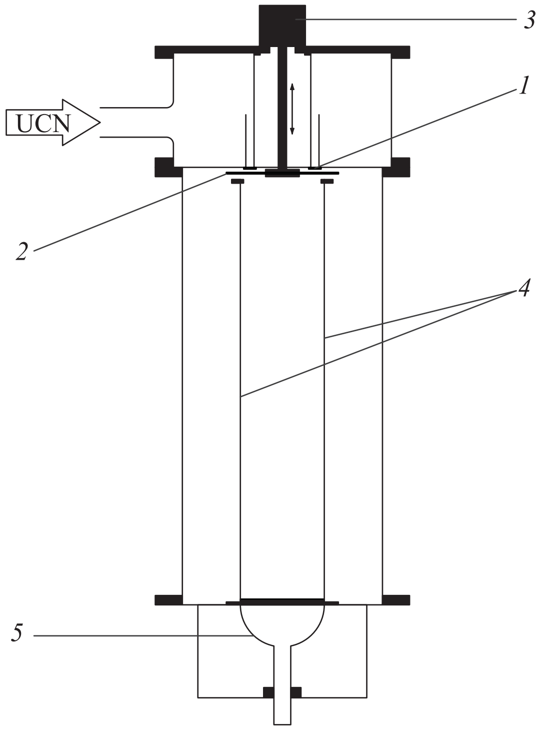

Рис. 2. Схематический вид установки. *1* – монохроматор, *2* – кремниевая платина-образец, *3* – колебательный привод (электромагнитный драйвер), *4* – стеклянный нейтроновод, *5* – сцинтилляционный детектор

носительной шириной $\Delta v/v \approx 0.02$. Образцом служила кремниевая пластина толщиной 1.85 мм, которая приводилась в колебательное движение с помощью электромагнитного драйвера. Переменное ускорение образца непрерывно измерялось с помощью пьезоэлектрического датчика, синусоидальный сигнал с которого подавался на систему стабилизации амплитуды драйвера. При этом обеспечивалась стабильность величины $w_{\max} = A\Omega^2$ на уровне 2%. Измерения проводились при двух значениях $w_{\max} = 57$ м/с^2 и $w_{\max} = 72$ м/с^2 в диапазоне частот колебания пластины $f = 20 \div 100$ Гц. Изменение скорости, обусловленное ЭУВ, составляет при этих условиях величину порядка 1 см/с.

Полученные результаты приведены на рис. 3. Они с несомненностью свидетельствуют о наличии слабой фокусировки, обусловленной ЭУВ. Амплитуда модуляции в геометрии, исключающей основной эффект, когда монохроматизация нейтронов осуществляется после прохождения образца, заметно меньше, чем амплитуда модуляции в геометрии, чувствительной к обоим эффектам. Более того, видно, что различие между этими результатами растет с увеличением частоты. Таким образом, результаты качественно подтверждают факт ускорения и замедления нейт-

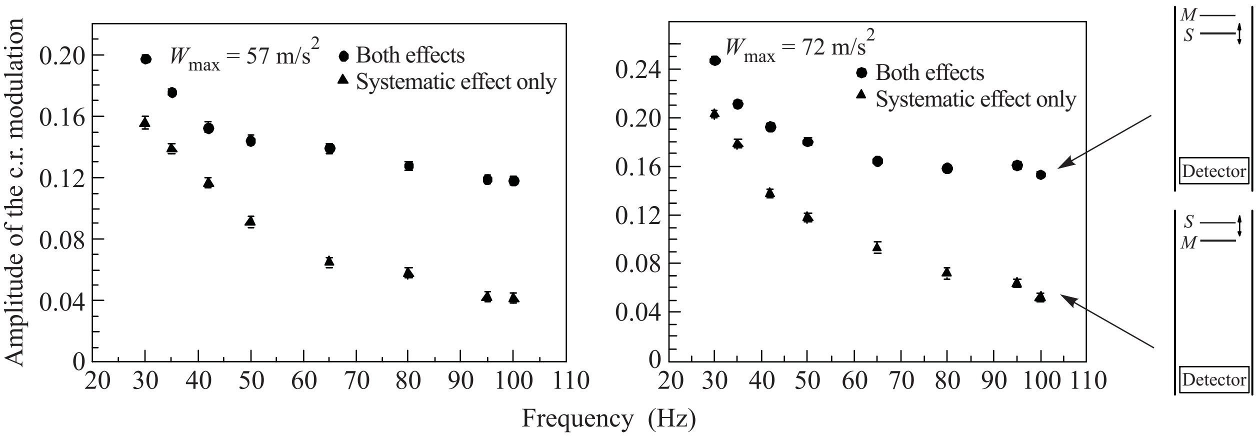

Рис. 3. Амплитуда осцилляций скорости счета в зависимости от частоты при фиксированном значении величины $w_{\max} = A\Omega^2$. Слева $w_{\max} = 57\,\text{м/с}^2$, справа $w_{\max} = 72\,\text{м/с}^2$. Измерения сделаны в двух геометриях, условно показанных на рисунках справа. На них M – монохроматор, S – образец

ронов при их прохождении через колеблющийся прозрачный образец.

К сожалению, количественная интерпретация этих данных несколько затруднительна. Дело в том, что амплитуда модуляции скорости счета зависит также от дисперсии времен пролета, то есть от ширины и формы спектральной линии пропускания монохроматора. Кроме того, выяснилось, что фон спектрометра слегка меняется при перестановке монохроматора из одного положения в другое. Поэтому эксперименты по пропусканию УХН через колеблющуюся пластину были дополнены парой калибровочных опытов, в которых модуляция потока УХН обеспечивалась механическим прерывателем. Последний состоял из неподвижного статора и вращающегося ротора. Каждый из них имел шесть чередующихся сегментов, прозрачных и непрозрачных для УХН. При вращении ротора поток УХН модулировался периодической функцией треугольной формы.

В калибровочных опытах измерялась зависимость глубины модуляции скорости счета от частоты модуляции. Для обеспечения подобия с основными измерениями нейтроны и в этом случае проходили через кремниевый образец, теперь неподвижный, а измерения велись в двух геометриях с монохроматором, помещенным выше или ниже образца. Результаты калибровочных экспериментов были сглажены путем фитирования линейной функцией (см. рис. 4). Эти калибровочные измерения позволили отнормировать исходные данные путем деления амплитуды модуляции скорости счета, измеренной в основном опыте, на результат калибровочного опыта. Частоте колебания образца в основном измерении соответствовала теперь частота искусственной модуляции потока в калибровочном измерении.

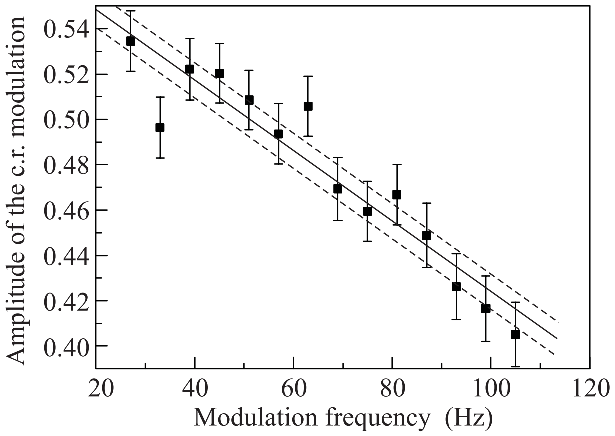

Рис. 4. Амплитуда осцилляции скорости счета в зависимости от частоты модулятора, полученная в калибровочном опыте. Сплошная линия – результат линейного фита. Пунктирные линии – границы доверительного интервала, соответствующего одному стандартному отклонению

Разность полученных таким образом кривых должна теперь представлять собой прямую, соответствующую первому сомножителю формулы (8). Эти результаты приведены на рис. 5 и их уже можно сравнивать с результатами теоретических расчетов. При этом основным значимым параметром был угол наклона θ разностных прямых.

Расчеты были сделаны с несколькими модельными представлениями о природе фона. Погрешность линейного фита данных рис. 5 была принята за статистическую погрешность. Дисперсия расчетных значений была отождествлена с систематической погрешностью. Из полученных таким образом результатов можно было оценить степень соответствия экспериментально полученной и расчетной величин изменения скорости нейтрона при прохождении нейт-

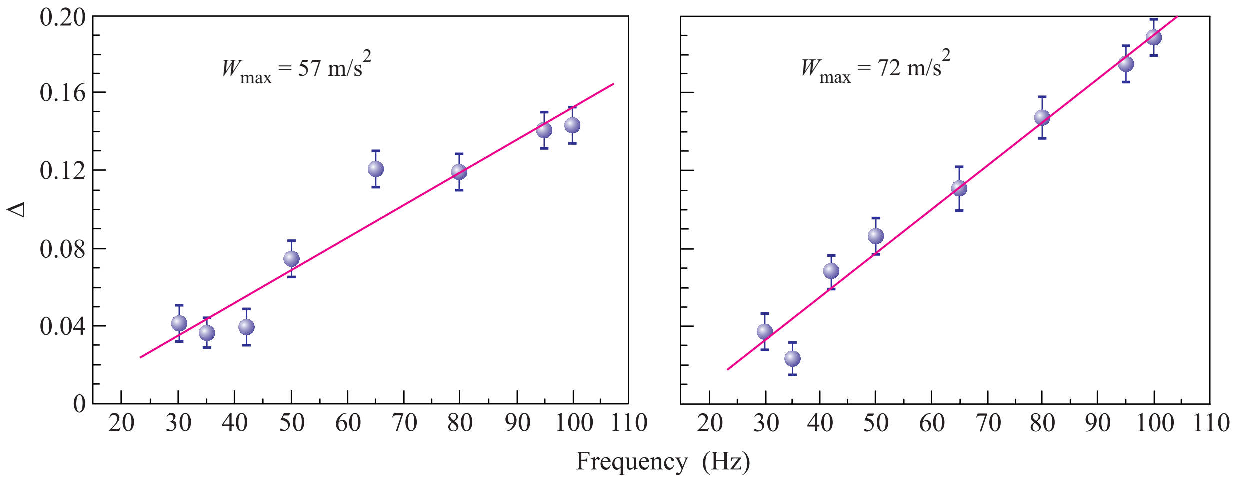

Рис. 5. Разность Δ нормированных амплитуд осцилляции скорости счета в зависимости от частоты при фиксированном значении величины $w_{\max} = A\Omega^2$. Слева $w_{\max} = 57$ м/с^2, справа $w_{\max} = 72$ м/с^2

ронов через преломляющий образец, движущийся с ускорением.

Для фактора соответствия эксперимента и расчета $K = (\mathrm{tg}\theta_{\exp}/\mathrm{tg}\theta_{\mathrm{th}})$ для двух приведенных выше значений $w_{\max}$ было получено: $K_1 = 0.92 \pm 0.08_{\mathrm{stat}} \pm \pm 0.02_{\mathrm{syst}}$ и $K_2 = 0.99 \pm 0.06_{\mathrm{stat}} \pm 0.02_{\mathrm{sys}}$.

3. Заключение. Выше приведено краткое описание нового эксперимента по наблюдению эффекта ускоренного вещества в нейтронной оптике. В отличие от эксперимента [17], в котором изменение энергии нейтрона, порождаемое ЭУВ, приводило к изменению пропускания интерферометра Фабри–Перо, в новом эксперименте регистрировался эффект, связанный с изменением скорости и времени пролета УХН. Таким образом, эффект ускоренного вещества был надежно детектирован методом, существенно отличающимся от прежнего. При этом результаты обоих экспериментов вполне удовлетворительно согласуются с теоретическими предсказаниями.

В обоих случаях речь идет об измерении очень маленьких величин. Изменение энергии, зарегистрированное в первом эксперименте УХН, было порядка $5 \cdot 10^{-10}$ эВ, а изменение скорости, продемонстрированное во втором опыте, было порядка 1 см/с. В обоих случаях согласие эксперимента с расчетом было порядка 10%. По-видимому, можно утверждать, что существующая теория этого весьма общего волнового эффекта справедлива, по крайне мере, для медленных нейтронов, взаимодействующих с веществом, двигающимся с ускорением порядка нескольких g. Проблема взаимодействия нейтронной волны с веществом при существенно больших ускорениях остается неизученной даже теоретически. Существование этого эффекта в обычной оптике, как и в оптике других частиц, также еще ждет своего подтверждения.

Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 11-02-00271-а.

1. M. A. Horn and A. Zeilinger, *Neutron Interferometry*, Eds. U. Bonse and H. Rauch, Clarendon Press, Oxford, 1979.
2. A. G. Klein, G. I. Opat, A. Cimmino et al., Phys. Rev. Lett. **46**, 1551 (1981).
3. M. Arif, H. Kaiser, S. A. Werner et al., Phys. Rev. A **31**, 1203 (1985).
4. M. Arif, H. Kaiser, R.Clothier et al., Phys. Rev. A **39**, 931 (1989).
5. U. Bonse and A. Rump, Phys. Rev. Lett. **56**, 2411 (1986).
6. M. Arif, H. Kaiser, R. Clothier et al., Phys. Rev. A **39**, 931 (1989).
7. M. A. Horne, A. Zeilinger, A. G. Klein, and G. I. Opat, Phys. Rev. A **28**, 1 (1983).
8. V. F. Sears, Phys. Rev. A **32**, 2524 (1985).
9. U. Bonse and A. Rump, Phys. Rev. A **37**, 1059 (1988).
10. A. Peres, Am. J. Phys. **51**, 947 (1983).
11. C. Yeh, J. Appl. Phys. **36**, 3513 (1965).
12. K. Tanaka, Phys. Rev. A **25**, 385 (1982).
13. R. Neutze, G. E. Stedman, Phys. Rev. A **58**, 82 (1998).
14. F. V. Kowalski, Phys. Lett. A **182**, (1993) 335.
15. В. Г. Носов, А. И. Франк, ЯФ **61**, 686 (1998).
16. А. И. Франк, П. Гелтенборт, Г. В. Кулин и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 485 (2006).
17. А. И. Франк, П. Гелтенборт, М. Жентшель и др., ЯФ **71**, 1686 (2008).
18. А. И. Франк, П. Гелтенборт, Г. В. Кулин, А. Н. Стрепетов, Письма в ЖЭТФ **78**, 224 (2003).
19. В. И. Микеров, Диссертация на соискание степени кандидата физ.-мат. наук, Физический институт им. Лебедева, Москва, 1977, стр. 105–108.