

10. Dergunov I M et al. "Superfluid helium boiling in the model of porous structure at microgravity", see Ref. [1], p. 20
11. Polezhaev V I, Soboleva E B "Thermal gravity-driven convection of near-critical fluids in enclosures with different heating", see Ref. [1], p. 19; Gorbunov A A, Polezhaev V I "Isoentropic equilibrium stability of the near-critical fluid under zero gravity", see Ref. [1], p. 63
12. Levchenko A A et al. "Capillary turbulence at the charged surface of liquid hydrogen", see Ref. [1], p. 29
13. Strzhemechny M A "Properties of quenched hydrogen-based alloys with lighter elements from diffraction measurements", see Ref. [1], p. 48
14. Drobyshev A et al. "Enthalpy of the hydrogen bonds from measurements made on thin water films", see Ref. [1], p. 50
15. Khmelenko V V, Kiselev S I, Lee D M "ESR investigation of hydrogen and deuterium atoms in impurity-helium solids", see Ref. [1], p. 37
16. Popov E A et al. "Emission spectroscopy of atomic and molecular nitrogen in helium gas jet, bulk liquid He-II, and in impurity-helium solids", see Ref. [1], p. 38
17. Mezhov-Deglin L P, Kokotin A M "Water-helium condensate (gel) in liquid helium", see Ref. [1], p. 39
18. Nesvizhevsky V V et al. "Quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field", see Ref. [1], p. 55

PACS numbers: 03.65.Ge, 14.20.-c, 28.20.-v

## Квантовые состояния нейтронов в гравитационном поле и взаимодействие нейтронов с наночастицами

В.В. Несвижевский

### 1. Введение

В докладе представлены результаты наших работ с использованием ультрахолодных нейтронов (УХН), полученные в течение последних нескольких лет на высокопоточном исследовательском реакторе Европейского центра нейтронных исследований Института Лауэ-Ланжевена, Гренобль, Франция. Россия — страна-участница этого международного центра, в котором сегодня проводится большая часть всех исследований по фундаментальной нейтронной физике в мире. С первого эксперимента 1968 г. в Дубне по хранению УХН [1] исследования с УХН динамично развиваются и находят новые применения.

Большой интерес к УХН связан с уникальным свойством достаточно медленных нейтронов — их полным отражением от поверхности, благодаря которому возможно длительное удержание УХН в закрытых сосудах в течение времени, сравнимого со временем их жизни до бета-распада, которое составляет  $\sim 15$  мин. Вероятность потерь УХН в стенках может быть заметно меньше вероятности их бета-распада. Такое длительное удержание позволяет проводить прецизионные или очень чувствительные измерения как свойств нейтронов, так и их взаимодействий с веществом и полями.

Обычно отражение УХН строго упругое, и из-за этого термодинамическое равновесие между ними и ловушкой не успевает установиться. Примером использования этого неравновесного явления служит эксперимент по измерению квантовых состояний нейтрона в потенциальной яме, одна из стенок которой образована гравитационным полем Земли, а вторая — горизонтально расположенной отражающей поверхностью (плоским

зеркалом) [2–4]: энергия вертикального движения нейтронов в нижнем квантовом состоянии в гравитационном поле Земли равна  $\sim 1,4$  пэВ и при термодинамическом равновесии соответствовала бы  $\sim 20$  нК, что много меньше температуры экспериментальной установки в нормальных условиях. Об этом эксперименте и о перспективах его развития рассказано в первой части доклада (раздел 2).

Вероятность нагрева УХН при соударении с поверхностью ловушки все-таки отлична от нуля (и составляет обычно  $10^{-4} - 10^{-5}$  на удар), как было показано в [5] и в последующих экспериментах. Энергия нагретых таким образом нейтронов в ловушке при комнатной температуре обычно порядка энергии тепловых колебаний  $10^{-2} - 10^{-1}$  эВ. Однако недавно мы обнаружили еще один удивительный механизм их потерь, обусловленный их малым нагревом [6–9] — процессом, сопровождающимся средним приращением энергии всего на  $\sim 10^{-7}$  эВ, что на много порядков величины меньше энергии обычного теплового нагрева. Об исследовании природы этого процесса и о перспективах дальнейших исследований в этой области рассказано во второй части доклада (раздел 3).

### 2. Квантовые состояния нейтронов в гравитационном поле

Если поместить материальный объект в достаточно широкую и глубокую для него потенциальную яму, то естественно ожидать, что он будет там находиться в связанных квантовых состояниях независимо от природы этого потенциала. Хорошо известны примеры квантовых состояний материи в электромагнитном и ядерном полях. Так, квантовые состояния электронов в электромагнитном поле отвечают за структуру атомов, а квантовые состояния нуклонов в ядерном поле — за структуру атомных ядер. Квантование уровней энергии необходимо учитывать и, например, при описании движения левитирующих электронов над поверхностью сверхтекучего гелия в прижимающем внешнем электрическом поле. Квантовые состояния материи в гравитационном поле наблюдать гораздо сложнее, потому что оно много слабее электромагнитного и ядерного полей. Для этого следует обеспечить такие экспериментальные условия, при которых все взаимодействия другой природы не мешают измерению. УХН являются таким уникальным объектом, позволяющим провести прямое экспериментальное наблюдение квантовых состояний материи в гравитационном поле: они электрически нейтральны; их собственное время жизни достаточно велико, что позволяет обеспечить необходимое высокое энергетическое разрешение; малая масса нейтронов способствует наблюдению квантовых эффектов, так как приводит к большой неопределенности их положения; взаимодействие нейтронов с зеркалом термодинамически неравновесно, что позволяет проводить эксперименты с УХН, энергия которых на много порядков величины ниже энергии тепловых флуктуаций поверхности зеркала. Очевидно, относительно слабое гравитационное поле Земли может быть использовано в лабораторных условиях для создания только одной из стенок потенциальной ямы. Другой стенкой служит горизонтальное зеркало, которое в масштабе рассматриваемой задачи представляет собой бесконечно резкий и высокий потенциальный барьер, так что его параметры не влияют

ни на значения энергии нейтронов в связанных состояниях, ни на вид соответствующих волновых функций.

Исследуемое явление в классическом описании заключается в том, что помещенный над горизонтально расположенной зеркальной поверхностью свободный нейтрон многократно отражается от поверхности зеркала и снова падает на нее под действием гравитационного поля. При этом его перемещение по вертикали не непрерывно, как в классической механике, а подчиняется законам квантовой механики: энергия может принимать только определенные значения, а волновая функция образует стоячую волну, квадрат амплитуды которой дает вероятность найти нейтрон на некоторой высоте над поверхностью зеркала. Квантовое движение объектов в гравитационном поле похоже на кино: нам только кажется, что предмет на экране движется непрерывно, потому что человеческий глаз не успевает разрешить столь быструю смену кадров; в действительности же прибор с достаточным разрешением установит дискретный характер движения.

В реальном эксперименте из-за методических ограничений, обусловленных статистической точностью измерения и способом детектирования нейтронов, мы не можем приподнять нейтрон над зеркалом, отпустить его и измерить вероятность его нахождения в зависимости от расстояния до зеркала. Но мы можем выделить с помощью коллиматора из более широкого распределения в фазовом пространстве почти горизонтальный пучок очень холодных нейтронов, падающих на поверхность зеркала под малым углом. Гравитация будет действовать только на вертикальную составляющую движения нейтронов. Перемещение нейтронов вдоль вертикальной оси и будет квантовано. При этом горизонтальное движение описывается классическими законами. Конечно, это справедливо только в случае строго зеркальных отражений, при отсутствии смешивания между горизонтальной и вертикальной составляющими движения, что для УХН, к счастью, обеспечивается поверхностью стандартного хорошо полированного оптического зеркала с характерными вертикальными размерами шероховатостей 10–20 Å.

Длина отражающего нижнего зеркала, над которым движутся нейтроны, определяется из соотношения неопределенностей энергии–времени  $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ , что, казалось бы, удивительно для экспериментальной установки макроскопического масштаба. Дело в том, что наблюдение квантовых состояний возможно только тогда, когда разница энергий соседних уровней больше (лучше — много больше) ширины уровней. Величины энергии уровней  $E_n$  определяются только фундаментальными константами (масса нейтрона  $m$  и постоянная Планка  $\hbar = 6,6 \times 10^{-16}$  эВ с), а также ускорением свободного падения  $g$  в гравитационном поле и номером уровня  $n$ :

$$E_n \approx \sqrt[3]{\frac{9m}{8} \left[ \pi \hbar g \left( n - \frac{1}{4} \right) \right]^2}.$$

С возрастанием порядкового номера  $n$  разница энергий соседних уровней уменьшается до тех пор, пока уровни не сольются в классический континуум. Очевидно, измерение нижних квантовых состояний проще и гораздо удобнее с методической точки зрения. Ширина же квантового состояния определяется его временем жизни, или

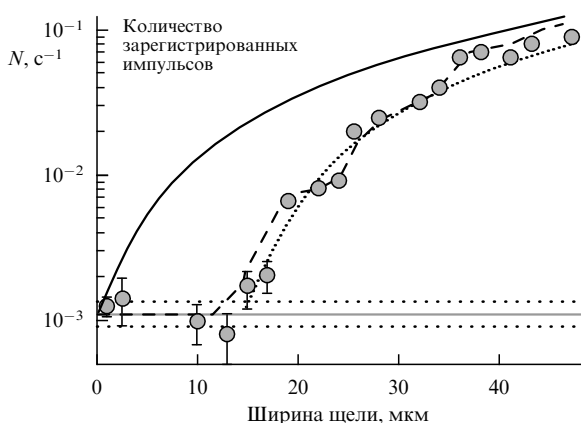
(в нашем случае) временем наблюдения нейтрона в квантовом состоянии, т.е. временем пролета нейтрона над зеркалом. Таким образом, длина нижнего зеркала задается минимальным временем наблюдения нейтрона в квантовом состоянии и должна обеспечивать условие  $\Delta t \gg 0,5$  мс. Выбранная нами средняя величина горизонтальной скорости нейтронов равна  $\sim 10$  м с<sup>-1</sup>, следовательно, достаточно воспользоваться зеркалом длиной 10 см. Вертикальный же масштаб задачи определяется соотношением неопределенностей импульса–координаты  $m \Delta v_z \Delta z \approx \hbar$ . Дело в том, что чем меньше вертикальная составляющая скорости нейтрона, тем больше длина волны нейтрона, соответствующая этой компоненте движения. Однако классическая высота подъема нейтрона в гравитационном поле не может быть меньше квантовомеханической неопределенности его положения, т.е. меньше длины волны нейтрона. Это условие, по сути дела, и задает нижнее связанное состояние нейтрона в гравитационном поле Земли. Неопределенность высоты при этом составляет  $\sim 15$  мкм (наглядный пример такой величины — толщина кухонной алюминиевой фольги), а неопределенность вертикальной составляющей скорости равна  $\sim 1,5$  см с<sup>-1</sup>. Очевидно, горизонтальная составляющая скорости нейтронов в нашем эксперименте много больше вертикальной составляющей, поэтому в классическом приближении нейтроны движутся по скользящим траекториям под небольшим углом к зеркалу. С точки же зрения квантовой механики движение нейтрона больше похоже на перемещение со страницы на страницу в книге с толщиной страниц порядка 10 мкм. Квадрат волновой функции чистого квантового состояния с номером  $n$ , задающий вероятность обнаружения нейтрона на определенной высоте, имеет  $n$  максимумов и  $(n - 1)$  минимумов между ними с нулевыми значениями в минимумах, и с асимптотически приближающимися к нулю значениями на концах, т.е. вероятность варьируется по высоте и однородна в горизонтальной плоскости.

Над отражающим нижним зеркалом располагается поглотитель, положение которого можно плавно изменять и измерять с достаточной точностью. Его поверхность макроскопически гладкая и плоская, но микроскопически шероховатая, с размером шероховатостей несколько микрон. В классическом приближении можно представить, что этот поглотитель устраняет нейтроны, вертикальная составляющая скорости которых достаточна для того, чтобы они долетели до поверхности поглотителя. Шероховатости на его поверхности приводят к диффузному (незеркальному) отражению нейтронов и, как результат, к перемешиванию вертикальной и горизонтальной компонент скорости. Поскольку горизонтальная составляющая скорости нейтронов в нашем эксперименте много больше вертикальной ее составляющей, такое перемешивание компонент ведет к многократным последовательным ударам нейтронов о поглотитель и, в результате, к быстрой потере рассеянных нейтронов.

На выходе из щели зеркало–поглотитель установлен низкофононый детектор, измеряющий полный поток прошедших нейтронов. Если бы движение нейтронов в гравитационном поле подчинялось классическим законам, т.е. происходило в отсутствие квантовых состояний, зависимость скорости счета детектора от ширины щели имела бы вид  $N_{cl}(\Delta z) \sim (\Delta z)^{3/2}$  (линейная зависимость от

высоты  $\Delta z$  с увеличением ширины щели и дополнительной корневая зависимость из-за увеличения диапазона допустимых вертикальных компонент скорости нейтронов). В идеализированном квантовомеханическом случае монотонная зависимость  $N_{cl}(\Delta z)$  при малых величинах  $\Delta z$  должна превратиться в ступенчатую  $N_{qm}(\Delta z)$ , возникающую в соответствии со следующими соображениями. Если ширина щели мала, меньше пространственного размера нижнего квантового состояния, то нейтроны не должны проникать сквозь щель. При увеличении ширины щели  $\Delta z$  пропускание должно скачкообразно возрасти, как только она станет равной  $\sim 15$  мкм. Дальнейшее увеличение ширины щели не изменит ее пропускания до тех пор, пока  $\Delta z$  не сравняется с пространственным размером второго квантового состояния. Такое скачкообразное увеличение пропускания щели должно продолжаться до тех пор, пока оно постепенно не перейдет в классический континуум при достаточно большой ширине щели: разница энергий с ростом номера уровня все меньше, а измерять ее все труднее. В действительности эта идеализированная зависимость замыкается как экспериментальным разрешением прибора, так и формой волновых функций нейтронов, не имеющих резких границ.

Результаты измерений, представленные на рисунке, существенно отличаются от классической зависимости  $N_{cl}(\Delta z)$  и хорошо согласуются с квантовомеханическим ожиданием  $N_{qm}(\Delta z)$ . В частности, надежно установлено, что щель между зеркалом и поглотителем непрозрачна, если ширина щели меньше пространственного размера нижнего квантового состояния, приблизительно равного 15 мкм. Контрольные измерения позволяют сделать вывод об отсутствии систематических ошибок в проведенном эксперименте. В частности, последующие измерения показали, что зависимость  $N(\Delta z)$  одинакова для разных величин средней горизонтальной составляющей скорости нейтронов и определяется только вертикальной ее составляющей. Точность изготовления оптических



**Рисунок.** Поток нейтронов сквозь щель между горизонтальным зеркалом и поглотителем над ним в зависимости от расстояния между ними. Экспериментальные данные усреднены по интервалам 2 мкм. Штриховая линия соответствует квантовомеханическим вычислениям, в которых как заселенности уровней, так и разрешение эксперимента по энергии выбраны в качестве свободных параметров, определяемых наилучшим согласием с экспериментальными данными. Сплошная линия отвечает классическим вычислениям. Пунктирная линия соответствует упрощенной модели, предполагающей существование только нижнего квантового состояния.

частей экспериментальной установки достаточно высока для того, чтобы избежать систематических ошибок, связанных с их формой. Точность определения позиции поглотителя оказалась достаточной для идентификации нижнего связанного состояния. Штриховая линия на рисунке показывает результаты квантовомеханического расчета  $N_{qm}(\Delta z)$ , в котором заселенности уровней и разрешение по высоте (по энергии) использовались в качестве свободных параметров. Сплошная кривая показывает классическую зависимость  $N_{cl}(\Delta z)$ , отнормированную так, чтобы на достаточно больших высотах, выше 50–100 мкм, она хорошо описывала экспериментальные результаты. Пунктирная линия для наглядности описывает упрощенную ситуацию, когда существует только одно нижнее квантовое состояние, т.е. принимает во внимание только соотношение неопределенностей. Как видно из рисунка, статистика и энергетическое разрешение измерения еще недостаточны для обнаружения квантовых уровней при большой ширине щели, но наличие нижнего квантового состояния ясно воспроизводится.

Это измерение было первым экспериментом, показывающим наличие квантовых состояний материи в потенциальной яме, образованной гравитационным полем и горизонтальным зеркалом, и пока является только демонстрацией этого явления. Однако явление квантования состояний нейтронов в гравитационном поле можно использовать и для дальнейших исследований в области фундаментальной физики, поскольку *априори* это очень чистая система, в которой как энергии квантовых состояний, так и волновые функции определяются только взаимодействием нейтронов с гравитационным полем. Прецизионные измерения требуют, конечно, существенного улучшения двух параметров: энергетического разрешения и статистической точности. Как следует из соотношения неопределенностей энергии–времени  $\Delta E \Delta t \approx \hbar$ , для повышения энергетического разрешения требуется существенно увеличить время хранения нейтронов в квантовых состояниях. В принципе, энергетическое разрешение может быть улучшено до  $\sim 10^{-18}$  эВ, если время наблюдения увеличить до величины, сравнимой со временем жизни нейтрона до его бета-распада  $\sim 15$  мин. Для этого "пролетной" методики уже недостаточно, потребуется запереть УХН в квантовую ловушку — ящик с идеально горизонтальным дном и вертикальными боковыми стенками. Предварительный анализ показывает, что с технической точки зрения эта задача не безнадежна. Определение энергии нейтронов в квантовых состояниях в такой ловушке можно осуществить путем измерения частоты резонансных переходов между уровнями. Ожидаемые частоты резонансных переходов очень удобны для эксперимента. Так, частота резонансного перехода между первым и вторым квантовыми уровнями составляет  $\sim 260$  Гц. Выбор другой пары состояний позволяет увеличить или уменьшить эту величину. Резонансный переход может быть осуществлен разными способами: механическими колебаниями квантовой ловушки с малой амплитудой (при этом происходит периодическая вариация положения одной из стенок потенциальной ямы, в которой заперт нейтрон — переход за счет сильного взаимодействия); периодической вариацией электромагнитного поля; даже — на пределе чувствительности — можно осуществить резонансный переход между квантовыми состояниями за счет периодической вариации гравитационного поля, поме-

стив поблизости от ловушки осциллирующую массу. Примерами экспериментов, использующих такие резонансные переходы, могли бы быть проверка электрической нейтральности нейтронов или измерение гравитационных сил на малых расстояниях порядка 1–10 мкм.

Проведение подобных прецизионных экспериментов за разумное время возможно при существенном увеличении доступных плотностей УХН. Одним из способов, представляющимся нам перспективным в связи с этими экспериментами, является термализация нейтронов при их взаимодействии с ультрахолодными наночастицами.

### 3. Взаимодействие нейтронов с наночастицами

Недавно при выяснении причины систематически слишком больших потерь УХН в стенках ловушек мы обнаружили еще один удивительный канал их потерь, обусловленный их малым нагревом [6–9], процессом со средним увеличением энергии всего на  $10^{-7}$  эВ, что на 5–6 порядков величины меньше энергии обычного теплового нагрева. Вероятность этого процесса в большом количестве случаев оказалась равной  $10^{-7}$ – $10^{-5}$  на один удар о поверхность. Но при создании специальных условий ее удалось как уменьшить до, по крайней мере,  $10^{-8}$  на удар, так и увеличить до  $10^{-3}$  на удар. Нагретые таким образом нейтроны мы называем ВУХН — выпаривающиеся ультрахолодные нейтроны, по некоторой аналогии с процессом испарения молекул с поверхности жидкости. Всестороннее исследование этого процесса [10–14] указывает на то, что, по-видимому, его причиной является доплеровский сдвиг энергии УХН при их рассеянии на поверхностных наночастицах, находящихся в состоянии теплового движения [15].

Как известно, при термодинамическом равновесии в системе, энергия, соответствующая любой степени свободы, равна  $\sim kT/2$ . Это относится как к отдельно взятому атому, так и к наночастице/наноструктуре на поверхности. Если наночастица сильно связана с поверхностью, то она практически неподвижна, и нейтроны отражаются от нее упруго. Если она связана слабо, то взаимодействие нейтрона с такой частицей представляет собой задачу об отражении от движущейся стенки (задачу классическую или квантовомеханическую, в зависимости от соотношения между временем взаимодействия нейтрона с наночастицей и скоростью/частотой движения частицы). В случае классического взаимодействия скорость нейтрона после отражения изменяется на удвоенную величину скорости движения стенки. В случае квантовомеханического взаимодействия увеличение/уменьшение энергии  $\hbar\omega$  определяется частотой колебания наночастицы  $\omega$ . Это взаимодействие очень селективно по размеру наночастицы: нейтроны "выбирают" наночастицы с диаметром, близким к де-Бройлевской длине волны нейтрона, которую можно оценить из соотношения  $\lambda_n[\text{нм}] \approx 63/V_n[\text{м с}^{-1}]$ . Дело в том, что вероятность когерентного взаимодействия нейтронов с наночастицами пропорциональна 6-й степени их диаметра, если он меньше длины волны нейтрона. Поэтому нейтроны дифрагируют "вокруг" слишком маленьких наночастиц, почти не взаимодействуя с ними. Скорость же движения слишком больших наночастиц столь мала, что они практически не изменяют энергию УХН. В итоге важно учитывать только взаимодействие УХН со слабо связанными наночастицами на поверхности, диаметр которых примерно равен длине волны нейтронов. Чув-

ствительность такого измерения чрезвычайно высока: можно заметить изменения энергии УХН, даже если вероятность этого процесса порядка  $10^{-9}$  на удар, т.е. — если колеблются не отдельные наночастицы, а вся отражающая поверхность — это соответствует эффективным колебаниям поверхности с амплитудой меньше сотой доли ангстрема.

Эти результаты важны для понимания физики взаимодействия УХН с поверхностью, но кроме того они имеют и прикладное значение: они заставляют по-новому интерпретировать многие предыдущие эксперименты по хранению УХН; демонстрируют новые возможности изучения динамики наночастиц/наноструктур на поверхности; указывают на принципиально новый метод получения сверхвысоких плотностей УХН путем термализации нейтронов при их взаимодействии с ультрахолодными наночастицами [15].

Дело в том, что в представленных выше экспериментах по хранению УХН температура экспериментальной установки, и соответственно температура наночастиц на поверхности, была много выше температуры  $\sim 1$  мК, соответствующей энергии УХН. Поэтому при взаимодействии с наночастицами нейтроны в основном нагревались. Однако задачу можно обратить в том случае, если температура наночастиц будет ниже температуры нейтронов. Принцип действия такого источника УХН аналогичен охлаждению нейтронов в замедлителях реакторов и требует макроскопически большого ансамбля слабо связанных наночастиц диаметром порядка длины волны нейтрона и температурой всего ансамбля 1 мК, соответствующей характерной энергии УХН. Кандидатом на такой замедлитель являются гели примесных наночастиц в сверхтекучем  $^4\text{He}$  [16–18], приготовленные из таких слабо захватывающих нейтроны материалов, как, например, тяжелая вода или дейтерий. В настоящее время мы готовим совместные с авторами работ [16–18] эксперименты по изучению взаимодействия нейтронов с такими гелями.

### 4. Заключение

Настоящий доклад не является обзором и содержит только результаты наших работ. В нем представлен эксперимент, в котором впервые измерены квантовые состояния частицы в потенциальной яме, образованной гравитационным полем и горизонтальным зеркалом, и показаны перспективы его развития. Так, узкие резонансные переходы между квантовыми состояниями нейтрона в гравитационном поле Земли могли бы быть использованы для прецизионных экспериментов в области фундаментальной нейтронной физики, таких как проверка электрической нейтральности нейтронов или измерение взаимодействий на малых расстояниях. Описано взаимодействие нейтронов с наночастицами. В частности, был обнаружен и исследован новый канал потерь УХН из ловушек, обусловленный их малым нагревом при взаимодействии с поверхностью. По-видимому, его причиной является доплеровский сдвиг энергии УХН при их рассеянии на поверхностных наночастицах/наноструктурах, находящихся в тепловом движении. Перспективы развития этого направления — это изучение динамики наночастиц на поверхности, увеличение времен хранения УХН в ловушках и повышение надежности результатов экспериментов в области фундаментальной нейтронной физики с использованием хранения УХН, а также иссле-

дование возможности получения высоких плотностей УХН благодаря их термализации в гелях ультрахолодных наночастиц в сверхтекучем  $^4\text{He}$ .

## Список литературы

1. Лушиков В И и др. *Письма в ЖЭТФ* **9** 40 (1969)
2. Nesvizhevsky V V et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **440** 754 (2000)
3. Nesvizhevsky V V et al. *Nature* **415** 297 (2002)
4. Nesvizhevsky V V et al. "Measurement of quantum states of neutrons in the Earth's gravitational field" (2002) (to be published)
5. Стрелков А В, Хетцельт М *ЖЭТФ* **74** 23 (1978)
6. Несвижевский В В и др. *ЯФ* **62** 832 (1999)
7. Strelkov A V et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **440** 695 (2000)
8. Nesvizhevsky V V et al. *Eur. Phys. J.: Appl. Phys.* **6** 151 (1999)
9. Geltenbort P et al. *Письма в ЖЭТФ* **70** 175 (1999)
10. Лычагин Е В и др. *ЯФ* **63** 609 (2000)
11. Лычагин Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 657 (2000)
12. Nesvizhevsky V V et al. *Phys. Lett. B* **479** 353 (2000)
13. Лычагин Е В и др. *ЯФ* **65** (11) 2052 (2002)
14. Лычагин Е В и др. *Поверхность: рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* (7) 81 (2002)
15. Несвижевский В В *ЯФ* **65** 426 (2002)
16. Межов-Деглин Л П, Кокотин А М *Письма в ЖЭТФ* **70** 744 (1999)
17. Кокотин А М, Межов-Деглин Л П *ФНТ* **28** 235 (2002)
18. Кокотин А М, Межов-Деглин Л П *ПТЭ* **44** (2) 159 (2001)

PACS numbers: 95.30.Gv, 97.10.Ri, 97.80.Fk

## О природе радиоизлучения звезд поздних спектральных классов

А.В. Степанов

### 1. Введение

Обсуждаются механизмы интенсивного радиоизлучения звезд поздних спектральных классов: красных карликов и тесных двойных типа RS CVn и Algol. Выбор этих классов звезд (F,G,K,M), расположенных на диаграмме Гершпрунга – Рассела вблизи центральной и нижней частей главной последовательности, обусловлен следующими причинами. Во-первых, для них характерна высокая вспышечная активность. Во-вторых, они расположены сравнительно близко к Солнцу (единицы – десятки парсек). В связи с этим потоки радиоизлучения ( $\sim 10^{-3} - 1$  Ян) достаточно велики для наблюдения современными телескопами. Кроме того, для объяснения природы активности таких звезд успешно привлекаются солнечно-звездные аналогии, предложенные 30 лет назад Гершбергом и Пикельнером [1].

В отличие от ежедневных наблюдений радиоизлучения Солнца каждое наблюдение радиоизлучения звезд,

особенно звездных вспышек — событие для астрофизиков. Радиоизлучение звезд типа UV Ceti было открыто в 1958 г. Ловеллом на телескопе в Джодрелл-Бэнк (частота 204 МГц). К настоящему времени зарегистрировано радиоизлучение нескольких сотен звезд различных классов в диапазоне от миллиметровых до декаметровых длин волн. Тем не менее каждое наблюдение радиоизлучения звезд, особенно звездных вспышек, несет новую важную информацию о процессах в звездных атмосферах.

"Спокойное" (quiescent) радиоизлучение звезд в основном тепловое — тормозное и магнитотормозное, но часто имеет нетепловой характер с яркостной температурой  $T_b \sim 10^{10}$  К, который связывается обычно с гиротронным излучением быстрых электронов. Радиоизлучение звездных вспышек (flaring) характеризуется  $T_b \sim 10^{10} - 10^{16}$  К, высокой степенью поляризации и имеет явно нетепловое происхождение.

В таблице 1 приведены энергетические характеристики вспышек разных объектов. Несмотря на то, что энергия радиоизлучения звезд на 4–10 порядков ниже энергии, например, рентгеновского излучения, излучение в радиодиапазоне дает чрезвычайно богатую информацию о параметрах звездных атмосфер и происходящих там процессах, поскольку весьма чувствительно к изменению состояния плазмы и частиц высоких энергий. Результатам наблюдений радиоизлучения звезд и описанию моделей радиоизлучения посвящен ряд прекрасных обзоров [2–7]. В существующих обзорах предпочтение отдается некогерентным механизмам радиоизлучения. Настоящий доклад посвящен когерентным механизмам вспышечного радиоизлучения звезд, в частности, нелинейному плазменному механизму, особенно эффективному в звездных коронах.

### 2. Экспериментальные данные

Первые наблюдения радиоизлучения звезд проводились на фиксированных частотах. Несомненный прогресс в конце 80-х годов обусловлен спектрографическими исследованиями радиоизлучения звезд. Динамические спектры радиоизлучения звезд (интенсивность в зависимости от частоты и времени) подобны солнечным и имеют развитую тонкую структуру: пульсации, всплески в поглощении, спайк-всплески [8]. Следующий значительный этап в изучении природы радиоизлучения звезд, в частности, структуры корон и происхождения звездных вспышек, связан с радиоинтерферометрией со сверхдлинными базами (РСДБ), обеспечивающей высокое пространственное разрешение — до долей угловых миллисекунд. Наблюдения Солнца в ультрафиолетовом диапа-

Таблица 1. Формы вспышечного энерговыделения (эрг)

Форма энерговыделения	Солнце	Тесная двойная		
		Красный карлик UV Ceti	RS CVn	Algol
Полная энергия	$(1-2) \times 10^{32}$	$10^{33} - 10^{35}$	$\geq 10^{38}$	$10^{37} - 10^{38}$
УФ излучение	$(3-5) \times 10^{31}$	$10^{32}$		
Мягкий рентген	$10^{31}$	$10^{30} - 10^{33}$	$10^{35} - 10^{37}$	$10^{35} - 10^{36}$
Оптика	$(1-3) \times 10^{30}$	$10^{31} - 10^{34}$		
Жесткий рентген	$(3-5) \times 10^{26}$			
Гамма-излучение	$(3-5) \times 10^{25}$			
Радиоизлучение	$10^{24}$	$10^{26} - 10^{27}$	$10^{27} - 10^{29}$	$10^{27} - 10^{28}$
ГД-движения, ударные волны	$(3-10) \times 10^{31}$	$5 \times 10^{34}$	$10^{36} - 10^{38}$	$10^{35} - 10^{37}$