

Реальные сигналы в микромире

С. Г. Базиладзе

*Институт ядерной физики Московского государственного университета,
Москва 119899, Россия*

АННОТАЦИЯ

Реальные сигналы отличаются от классических тем, что в них устранены бесконечности введением порога спектральной и предела линейной плотности энергии. Причиной спектрального ограничения является порог восприятия, имеющийся у любых природных макро- и микро-приемников сигналов, включая атомы и частицы. В работе показано, что выше граничной частоты классического теплового шума $\nu_B \approx kT/h$, найденной Планком, свойства реальных сигналов соответствуют квантовым ограничениям. В области частот $\nu > \nu_B$ доминирует инертность – интегрированность сигналов, в силу чего происходит переход от порога восприятия по энергии (kT) к порогу по действию (h). Инертность означает, что потенциал взаимодействия не может мгновенно воздействовать на приемник и что детали перехода приемника в другое ($+h$) состояние неопределимы. Меняется и характер шума: вместо исчезающего теплового шума по энергии (kT) появляется неуничтожимый подпороговый ($h/2$) шум по действию, связанный с соотношением неопределенности. Подпороговые сигналы подчиняются алгебраической (вероятностной – не целочисленной) логике. В комбинации подпороговых случайных состояний нескольких сигналов интегрированность последних приводит к их совместной вероятности; т.е. они становятся суперпозиционными состояниями КМ. Показано, что ряд постулатов КМ достаточно просто выводится из анализа свойств реальных сигналов и шумов. В частности, показано, что в каноническом представлении волновых уравнений КМ “волновые числа” задаются константами порога восприятия по действию.

SUMMARY

Real signals differ from the classical ones in that infinity has been eliminated by introducing the spectral threshold and linear density limit of the energy. The reason for the spectral limitation is the perception threshold, which is available in any natural macro- and micro-signal receivers, including atoms and particles. It is shown that, above the boundary frequency of the classical thermal noise $\nu_B \approx kT/h$, found by Planck, the properties of real signals correspond to quantum constraints. In the frequency range $\nu > \nu_B$, inertness dominates i.e. the integration of the signals, as a result of which there is a transition from the energy threshold (kT) to the threshold by the action (h). Inertia means that the interaction potential cannot instantly to influence on the receiver and that the transition details of the receiver to another ($+h$) state are undefined. The noise character is also changing: instead of disappearing thermal noise by energy (kT), an indestructible sub-threshold ($h/2$) noise by action appears that associated with the uncertainty relation. Sub-threshold signals correspond to algebraic (probabilistic – not integer) logic. In the combination of sub-threshold random states of several signals, their integration leads to joint probability; those they become superposition QM states. It is shown that a number of QM postulates are rather simply deriving from an analysis of the properties of real signals and noise. In particular, it is shown that in the canonical representation QM wave equations the "wave numbers" are given by the constants of the threshold of perception by action.

УДК 519.72 + 539.12

PACS 29.40 + 03.67

Введение

Сигналы представляют собой отображения происходящих в природе процессов и явлений, которые воспринимаются средствами измерений. Физика, как и любая естественная наука, не может обойтись без понятия сигнала, она получает с их помощью смысловые сведения о том, что нас окружает. Последние обычно приобретаются по следующей цепочке: носителем сведений являются данные измерений, представляемые минимизированным кодом – информацией [1÷4]; носителем информации являются те или иные состояния зарегистрированных в событиях измерения сигналов; носителем самих сигналов является энергия.

Примечание 1. Здесь и ниже курсивом с подчеркиванием приводятся термины, используемые в данной работе. Далее, если необходимо показать, что используется именно термин, он записывается курсивом.

“Измерительные инструменты” в технологии познания не создаются человеком, он лишь использует те или иные явления уже существующие в природе. Окружающий нас мир насыщен сигналами, как в астро-, так и в микро-масштабах. Наиболее очевидным примером использования понятия сигнал служит теория относительности, базирующаяся на утверждении о конечности скорости распространения сигналов. В микромире каждый атом или частица могут служить источником или “приемником” порций энергии и, в силу этого, фактически осуществлять обмен сигналами.

Ограниченность классической теории сигналов. Существующая теория сигналов построена, как и классическая физика, на основе понятий классического математического анализа (КМА), для которого характерны 4 свойства.

СК1. В КМА каждая точка по определению различима, иначе рассуждать об отдельных точках явно бессмысленно.

СК2. Каждую точку функции $y=f(x)$ (на рис.1,а $f(x)=0$) можно вывести на любое расстояние вверх, вплоть до бесконечности.

СК3. Эту же точку можно подвести вниз бесконечно близко к нулю. В обоих вариантах при каждом сдвиге получается другая, отличная от исходной, функция. Исходную и “отклоненную” функции можно использовать, как два различных состояния, отображающих изменение измеряемой величины.

СК4. Для следующего события измерения могут быть использованы точки, бесконечно близкие к первой в проекции на ось абсцисс, т.е. на расстоянии $x+\delta x$, где $\delta x \rightarrow 0$.

Таким образом, на конечных интервалах Δx и Δy классическая функция $y=f(x)$ имеет трижды бесконечное число степеней свободы [2], т.е. трижды бесконечную информационную емкость, что абсолютно нереально.

Поскольку классический аналоговый сигнал представляется непрерывной математической функцией $y=f(x)$, то он наследует от нее свойства СК2÷СК4, т.е. трижды бесконечную информационную емкость. Однако, если в КМА можно просто декларировать распознаваемость каждой точки – СК1, то в сигнале это свойство должно быть обосновано физически. Согласно Шеннону [5] свойства СК2, СК3 индивидуальности каждой точки сигнала, как функции $y=f(x)$ обеспечиваются линейной плотностью его энергии E . Для динамических сигналов ($x \equiv t$) это мощность P – рис.2,а. Сигнал может быть статическим, тогда ' x ' физически является пространственной координатой ' r ' ($x \equiv r$). Понятие быстроты динамического сигнала двузначно, оно включает в себя не только скорость его распространения, но и скорость его переключения от состояния к состоянию.

Что касается СК4, то обычно считается, что бесконечно малый шаг по ' x ' на рис.1,а дискретизуется ($dx \rightarrow \delta x$) теоремой отсчетов Котельникова [6]: “любую функцию $f(t)$, состоящую из частот от 0 до ν_v периодов в секунду, можно представить рядом...” из функций отсчетов вида $\sin(x)/x$ (рис.1,в) с двойной шириной спектра – $2\nu_v$. Дискретизация

означает, что в каждой функции разложения из всего бесконечного набора точек только одна точка (пиковая → рис.1,в) несет информацию (положение остальных точек в каждой функции отсчетов является предсказуемым и *информации*, как меры неожиданности, не несет).

СК5. Однако, теореме отсчетов обычно противоречит то, что физически, спектр сигнала не может состоять только из гармоник от 0 до ν_B , он обязан быть бесконечным (точнее, бесконечно спадающим после ν_B). При отсутствии высших гармоник – рис.1,б, у сигнала появляются “крылья” с обеих сторон – бесконечные колебания Гиббса [7], содержащие, как у функции отсчетов на рис.1,в, до 10% его энергии. Это нарушает условие причинности Винера [8], поскольку такой сигнал может быть обнаружен чувствительным приемником задолго до своего реального появления.

СК6. К сожалению, классический сигнал с бесконечным спадающим спектром, удовлетворяющий условиям конечности энергии и причинности, приобретает свойство бесконечной быстроты переключения (скачков) из одного состояния в другое. Поскольку его энергия не может изменяться скачком, то непонятно за счет чего инициируется процесс постепенного изменения энергии.

Согласно Шеннону, свойство СК3 – бесконечно малого шага по 'у', практически не может быть использовано в сигналах из-за неизбежного наличия классического шума, который не позволяет работать с сигналами, мощность которых меньше среднеквадратичной мощности шума $\langle P_{Ns} \rangle$ – рис.1,в. Это значит, что дискретность состояний всегда появляется благодаря шуму (и, теоретически, появляется некоторая возможность возникновения ошибки в определении состояния). Случайное разрушение шумом мелких делений шкалы состояний понижает информационную емкость детектируемого сигнала.

Выявленного набора противоречивых свойств достаточно, чтобы усомниться в применимости классических сигналов в микромире. Тем не менее, имеются еще 2 пункта, связанные с шумом, которые требуют пояснения.

СК7. Первый следует из вопроса: а всегда ли шум доминирует? Ведь помимо шума ограничителем может служить сам процесс порогового восприятия сигнала приемником или, проще говоря, чувствительность последнего. Наглядный пример: газовой среде, являющейся *носителем* акустических сигналов, присущ тепловой шум хаотически сталкивающихся молекул газа. Тем не менее, люди не слышат этого шума, он на несколько порядков меньше порога слышимости, дающего основу звуковой шкале по энергии (в децибелах).

СК8. Самое неприятное: спектр классического теплового шума плоский, он никак не может быть бесконечным – это ведет к бесконечности энергии, что в классической физике называется “ультрафиолетовой катастрофой”. Если же спектр ограничен, то в верхних гармониках шум фильтруется, но тогда пропадает и шумовой порог – “дискретизатор состояний” Шеннона.

Упомянутые ограничения есть следствие абстрактности (отвлеченности) классического мира. В нем присутствуют, в бесконечных количествах, бесконечно малые – не имеющие размера точки. Это мир, в котором суммы заменяются интегрированием, т.е. абстрактной плотностью дискретных величин (заметим, что при этом меняется их размерность). Для устранения перечисленных противоречий и были введены [2] реальные сигналы (РС), описанные в [2÷4]. Здесь мы ограничимся кратким подчеркиванием их основных свойств, которые важны для дальнейшего анализа. Это поможет также пояснить используемые ниже *термины*.

Общие свойства сигналов. Ряд свойств является общим для классических и реальных сигналов.

Спектр, энергия и действие сигналов. Как уже говорилось, огибающая сигнала (его натуральное представление) задается непрерывной математической функцией $y=f(x)$, которая дополнена понятием энергии: $\delta E=y^2 \cdot \delta x$ (в динамике $y^2 \equiv P$).

В соответствии с разложением Фурье спектр сигнала может быть широкополосным – начинаться с постоянной (нулевой) составляющей g_0 , которая вдвое меньше первой – низшей гармоники: $g_0=g_H/2$. Их противоположностью являются узкополосные сигналы, спектр которых не имеет постоянной составляющей, расположен далеко от нуля ($g_1 \gg g_H$), причем его ширина: $\delta g \ll g_1$. Крайним примером последнего является синусоида – гармоническое колебание, начинающееся и кончающееся в бесконечности.

Огибающая широкополосного пакета имеет площадь, квадратом площади является действие сигнала H [1], т.е. площадь является радикалом действия: $\pm \sqrt{H}$ и она может быть отрицательной (как любой интеграл). Узкополосные сигналы не имеют действия!

Интерференция сигналов. При интерференции происходит наложение двух (и более) сигналов. При всей кажущейся простоте этой процедуры, часто упускаются из виду два обстоятельства. Первое: при сложении огибающих сигналов суммарная мощность $((\pm y_1) + (\pm y_2))^2$ не равна $(y_1^2 + y_2^2)$, поскольку квадрат суммы не равен сумме квадратов. Отсюда следует совсем не тривиальный вывод [2]: свободная (без взаимодействия) интерференция возможна только для двухкомпонентных сигналов. Электромагнитные сигналы двухкомпонентные, гравитационные – нет (насколько известно), поэтому последние не могут проходить друг сквозь друга.

Второе: интерференция всегда связана с алгебраическим сложением радикалов, В электротехническом представлении радикалами мощности являются напряжение и ток. Действие также складывается [3] через радикалы:

$$\sqrt{H_{1+2+\dots}} = \sqrt{H_1} \pm \sqrt{H_2} \pm \dots \quad (1)$$

Наконец, и в микромире вероятности (квадраты модуля Ψ -функций) интерферируют через свои радикалы.

Частное интегрирование сигналов. Еще одно простое – частное интегрирование имеет конечную постоянную времени $\tau=1/2\pi\Delta\nu$ (при полном интегрировании $\tau \rightarrow \infty$). Такое интегрирование охватывает только верхнюю часть спектра сигнала, и отражает инерционность передающей среды или приемника сигналов. В результате, воспринимаемый спектр сигнала заметно сужается – до $\Delta\nu$. Примером может служить физическое интегрирование сигналов с постоянными времени $\tau=R \cdot C$ или $\tau=L/R$ (R, C, L – сопротивление, емкость, индуктивность). Пропадание верхних гармоник сигнала при интегрировании заметно снижает его информационную емкость.

Точки, несущие информацию в сигналах. Самое интересное в том, что сужение спектра при интегрировании возвращает нас к теореме отсчетов Котельникова, которая сформулирована именно для спектра конечной ширины ($\Delta\nu$). Сужение воспринимаемого спектра (рис.3,а÷в – слева) приводит к расширению зон неопределенности сигнала (рис.3, а÷в – справа), поэтому последний точно определен лишь в некоторых – опорных точках (их тем больше, чем шире спектр). Именно эти точки несут информацию в сигнале (т.е. в отображении, а не в оригинале).

Оба представления сигнала (спектральное и натуральное) имеют равные права на существование: теория сигналов (как часть теории информации) показывает [7], что они содержат одинаковое количество опорных точек, несущих информацию в сигнале (рис.3,д).

Обзор свойств реальных сигналов. Согласно [1÷4] переход от классических сигналов к реальным включает в себя следующее.

СП1. Переход от одномерной диаграммы плотности энергии сигнала и шума к более физической двумерной диаграмме – быстрота и энергия переключения сигнала (рис.2,б,в);

- СР2.** Добавление, помимо шумового ограничения Шеннона, еще и порога восприятия, определяемого чувствительностью приемника (E_R на рис.2,б,в).
- СР3.** Учет быстродействия приемника – того факта, что приемник может переключаться как гораздо быстрее (на рис.2,в это правая часть зоны существования РС), так и намного медленнее сигнала (левая часть рис.2,в), во втором случае приемник интегрирует сигнал.
- СР4.** Введение порогового ограничения (H) для интегрированных сигналов;
- СР5.** Полное исключение бесконечностей введением не только пороговых (E_R , H), но и фундаментального предельного (P) ограничения сигнала, где пересечение линий (E_R , и P) дает точку наибольшей возможной быстроты приемника $\delta t_M = E_R/P$ (рис.2,б), а в случае интегрирования дает точку наибольшей возможной быстроты регистрируемого сигнала $\delta t_M = \sqrt{H/P}$ (точка '3' на рис.2,в или точка '2' на рис.2,б).

Ограничение быстроты переключения точкой '2' на рис.2,б, означает отсутствие скачков и изломов в переходе, т.е. плавность перехода сигнала из одного состояния в другое. Однако, из этого следует, что сигнал между дискретными уровнями порогов (см. набор горизонтальных линий на рис.2,б и гипербол на рис.2,в) постепенно проходит через дробные значения порога. Разумеется, зарегистрировать это невозможно, более того, такой механизм перехода можно рассматривать только как виртуальный (возможный). Например, показанный на рис.4 переход состоит из серии расширяющихся ступенчатых подпороговых переходов, постепенность он приобретает только в результате интегрирования.

Для пороговой гиперболы в координатах E - δt пороговое соотношение имеет простой вид:

$$H = E \cdot \delta t, \quad (2,a)$$

что может быть записано и в спектральном представлении:

$$H = E / \Delta \nu = E / \nu_B. \quad (2,б)$$

Этот уровень неопределенности задается физикой восприятия сигнала медленным приемником.

Алгебраическая логика виртуальных переходов. В установившихся состояниях логические переменные ' $\dots C, B, A$ ' имеют целочисленные значения 0 или 1. Однако, можно использовать [9, 10] и алгебраические переменные ' $\dots c, b, a$ ' при условии, что они принимают значения только 0 или 1. В этом случае логические операции (инверсии, конъюнкции и дизъюнкции) сводятся, соответственно, к вычитанию из единицы, умножению или сложению:

$$A \Rightarrow a, \quad \overline{A} \Rightarrow 1 - a, \quad (\text{то же для 'b'...}) \quad (3,a,б)$$

$$A \wedge B \Rightarrow a \cdot b. \quad (3,в)$$

$$A \vee B \Rightarrow \{1 - [(1-a) \cdot (1-b)]\} = a + b - (a \cdot b). \quad (3,г)$$

Одно обстоятельство крайне важно и примечательно [4]: умножение и сложение переменных ' $\dots c, b, a$ ' (3,в,г) по форме совпадают с выражениями для вероятности произведения независимых событий и для вероятности суммы совместных событий:

$$p(A \cdot B) = p(A) \cdot p(B), \quad (4,a)$$

$$p(A+B) = p(A) + p(B) - [p(A) \cdot p(B)]. \quad (4,б)$$

Следовательно, переменные алгебраической логики могут принимать значения вероятностей между нулем и единицей: $0 \leq \dots c, b, a \leq 1$. Непрерывные переменные ' $\dots c, b, a$ ' образуют в каждой клетке логической карты Карно [11] – рис.5,б, субкарту виртуальных переходов для этой клетки (рис.5,д). При большом числе переменных такую карту удобнее изображать в виде таблицы (матрицы) – рис.5,е. С деталями можно познакомиться в работах [3, 4].

Цель работы. Считается общепринятым, что квантовую механику (КМ) трудно понимать потому, что ее свойства не имеют аналогов в тех масштабах, в которых мы сами существуем. Поэтому ее основы вводятся в виде достаточно большого количества

постулатов. Сравнительный анализ, специально проведенный во вводной части работы, наглядно показывает, что дело не в реальности, а в ее классическом представлении с бесконечными бесконечностями. Целью работы являлось установление соответствия основных свойств РС базовым понятиям КМ. При этом рассматривались следующие вопросы:

- а) какие свойства РС способствуют, а не препятствуют, в отличие от свойств классических, наличию сигналов в микромире (это то, что рассмотрено выше);
 - б) в чем именно выражаются присутствие РС в микромире и их соответствие основам КМ;
 - в) могут ли положения теории РС быть полезными в вопросах, касающихся основ КМ.
- Примером в последнем пункте может быть факт, что реальный сигнал способен обладать (в том числе пороговым) действием, но не каждый сигнал им обладает (площадь может быть нулевой).

Реальные сигналы в микромире

Вопросы по первому постулату (Планка) очевидны: почему пороговая постоянная в микромире имеет размерность действия, а не энергии? Более того, в КМ переход к классике соответствует переходу к $\hbar \rightarrow 0$, т.е. в классике порога по действию не должно быть. Ответы уже даны выше: первое – там, где процесс восприятия энергии инерционен, он связан с произведением $E \cdot \delta t$; второе – в макромире сигналы с $H \gg \hbar$ присутствуют. Сомневающимся достаточно посмотреть на любой экран (зрение инертно – интегрирование 25 кадров/с на экране очевидно).

Примечание 2: в микромире интерес представляет физическое интегрирование без потери (теплового рассеяния) энергии, поэтому RC- или RL-интегрирование здесь явно не подходит.

Приемлемо только LC-интегрирование, где $\tau = \sqrt{L \cdot C}$; здесь C это погонная емкость, а L – погонная индуктивность вакуума с волновым сопротивлением $\rho = \sqrt{L/C} = 377$ Ом. Тогда удаление высших гармоник спектра сигнала может происходить путем накопления интегрированной энергии в пространстве.

Тепловой шум как граница перехода к КМ. Для избавления от “ультрафиолетовой катастрофы” Планк постулировал соотношение для квантованной энергии фотонов:

$$E = \hbar \cdot \nu, \quad (5,a)$$

В найденном им распределении обрезающим параметром спектра частот является отношение $\hbar \nu / kT$ в (отрицательном) показателе степени экспоненциальной функции. Стоящее в знаменателе произведение постоянной Больцмана k на абсолютную температуру T есть характеристическая энергия классического теплового шума Найквиста [12]. Все это хорошо известно, но тем не менее, порождает вопросы: а) какое отношение граница существования классического шума $\hbar \nu \approx kT$ имеет к переходу от классической к квантовой механике; б) существует ли в КМ понятие шума и есть ли у него носители, как у классического шума? Мы попробуем дать ответы позже. Сейчас же нас интересует сама формула (5,a), в которой записана точно заданная частота ' ν ', т.е. гармоническое колебание. Еще одним примером использования гармонического колебания, хотя и не в столь наглядном виде, является “волна-пилот”, постулированная де’Бройлем:

$$p = \hbar \cdot \kappa / 2\pi, \quad (5,b)$$

где $b = \hbar \cdot c$, а κ – волновое число – аналог, по пространственной координате, круговой частоты $\omega = 2\pi \cdot \nu$. И здесь колебание является точным (гармоникой). Нас здесь определенно накрывает тень классики потому, что гармоника может начинаться только в минус бесконечности. В достаточно просто выведенной, а не постулированной формуле (2,б), присутствует $\Delta \nu$ или ее эквивалент – ν_B – верхняя частота широкополосного волнового пакета, размеры которого привязаны к энергии.

В целом, сложившаяся ситуация носит несколько парадоксальный характер: в классической физике сигналы присутствуют и широко используются, а далее они как бы исчезают (!, хотя классический шум действительно исчезает). Хотя согласно [3, 4] те же динамические сигналы являются первой производной от того же, очевидно существующего потенциала взаимодействия, влияющего на кинетическую энергию частицы. Можно также отметить, что протяженность динамических сигналов в пространстве задается скоростью света – c , поскольку по пространственной переменной пороговая постоянная $b=h \cdot c$. Поэтому проблема здесь не в сигналах, как таковых, а скорее в том, что перестают работать абстрактные средства КМА, используемые для их описания.

Неопределимость как следствие порога восприятия

Существование порога и его численное значение есть свойства приемника сигналов, но не их источника. Отсюда следует, что нельзя исключать существования подпороговых сигналов, которые могут не восприниматься.

Эволюция подпорогового сигнала. Реальные сигналы позволяют оценивать динамику выхода сигналов от *виртуальных* состояний $a \rightleftharpoons \overline{a}$ (здесь $\overline{a} = 1-a$) на пороговый уровень $A \rightleftharpoons \overline{A}$. Положим, что имеется сигнал в интервале $t_0 \div t_1$, с *оггибающей*, задаваемой функцией $A(t)$. То, что сигнал в физических взаимодействиях является радикалом производной от потенциала взаимодействия можно выразить следующей формулой:

$$A(r) = \pm \sqrt{dW/dr}; \quad (6,a)$$

в свою очередь, как говорилось выше:

$$A(t) = A(r) / c. \quad (6,b)$$

Энергия сигнала равна интегралу от квадрата его *оггибающей* $A(t)$;

$$E_S = \int_{t_0}^{t_1} A^2(t) \cdot dt. \quad (6,b)$$

Для нахождения действия сигнала H_S , следует его площадь

$$S = \int_{t_0}^{t_1} A(t) \cdot dt \quad (6,г)$$

возвести в квадрат: $H_S = S^2$. Отметим, что при увеличении протяженности прямоугольного сигнала его энергия растет линейно, а действие – квадратично.

Согласно [2÷4] самые высшие гармоники спектра сигнала могут не восприниматься в силу инертности регистратора (приемника). Как отмечено выше, исключить высшие гармоники спектра можно усреднением сигнала путем его *частного* интегрирования в каждой точке в пределах интервала τ :

$$A_\tau(t) = (1/\tau) \cdot \int_{t-\tau}^t A(t) \cdot dt, \quad (7,a)$$

причем τ может быть как меньше, так и намного больше, чем $\Delta t = t_1 - t_0$. Во всех случаях исключаются гармоники выше частоты $\nu = 1/\tau$. Полная площадь интегрированного сигнала:

$$S_\tau = \int_{t_0}^{t_1+\tau} A_\tau(t) \cdot dt, \quad (7,b)$$

остается неизменной ($S_\tau = S$) поскольку она определяется “нулевой гармоникой” (g_0 – постоянной составляющей) спектра сигнала.

В чем проявляется порог восприятия. Пороговое соотношение неопределимости (2,б,в) является точным, в том смысле, что при повторных измерениях в сходных условиях будет получен тот же результат. Можно провести сравнение с лучевой оптикой: хотя при

расфокусировании изображения детали его размыты, тем не менее, получаемая картина статична (не меняется от измерения к измерению – фотографии к фотографии). Если же оптика позволяет, например, при съемках Земли из космоса, различать детали поверхности, но наличие промежуточной тепловой воздушной среды их размывает, то сделав серию фотографий можно “вытащить” детали путем усреднения изображений. Этот эффект улучшения точности отсчетов за счет подмешивания подпорогового шума (меньшего, чем деление измерительной шкалы) достаточно широко используется и в ядерной электронике [13]. Соотношение *неопределенности* дает стабильные результаты потому, что оно соответствует положению опорных точек на рис.3,д. Небезызвестный “микроскоп Гейзенберга” (МГ) также работает в соответствии с лучевой оптикой. Имеющаяся в нем *неопределенность* частоты связана со свойством преобразования Фурье и не зависит от энергии [2], как и отношения к случайности. Только между опорными точками имеется “информационная пустота” в виде *неопределенности*, имеющей случайный характер.

В [2] показано, что *неопределенность*, в виде соотношения (2,б) присутствует в потенциальной яме с жесткими (бесконечными) стенками. В [14] из соотношения (2,б), выводятся параметры первой орбиты атома водорода (при $H=h$), откуда наглядно видно, что полученное “с помощью сигналов” соотношение *неопределенности* соответствует постулату Бора о стационарных орбитах. Оба примера относятся к состояниям сигналов в циклических процессах. Посмотрим, что происходит при единичном переходе из одного состояния в другое. В качестве простейшего примера возьмем трапецевидный потенциальный барьер.

Причина появления туннельного эффекта. Считается, что туннельный эффект вытекает только из решения волнового уравнения КМ и является необычным и необъяснимым в макромасштабах, т.е. при $H>h$. Покажем, что этот эффект есть простое следствие инертности восприятия (реального) сигнала.

При трапецевидном потенциале взаимодействия – рис.6,а, сигнал имеет квази-прямоугольный вид – рис.6,б. В самом начале сигнала ($t \geq t_0$) его энергия и действие будут заведомо малы. Поскольку плотностью действия (во времени) является энергия, то с течением времени ($t > t_0$) действие будет квадратично расти ($A(t)=\text{const}$). По окончании сигнала его энергия станет постоянной, а действие по-прежнему будет расти, но линейно: $\delta H_S = E_S \cdot \delta t$. Поэтому при любом пороге приемника по действию H_R , такой сигнал будет зарегистрирован (воспринят), если его постоянная интегрирования τ_R достаточно велика: $E_S \cdot \tau_R \geq H_R$. Если потенциал взаимодействия изменяется часто, то это создает совокупность сигналов; они будут регистрироваться *совместно* – по правилу сложения действий (1) в зоне интегрирования.

Если постоянная интегрирования τ_R достаточно мала, то действие H_S может не дойти до H_R ; такой сигнал будет для приемника подпороговым. Он может иметь свои *виртуальные состояния* не воспринимаемые непосредственно.

На рис.6,а показаны 3 потенциальных барьера – малой (1), средней (2) и большой ширины (3). Интерес представляет первый барьер (на рис.6,а,б помечен '1'), где частица является “медленным приемником” сигнала. Это значит, что барьер значительно уже зоны интегрирования сигналов, а это точка пересечения горизонтальной линии E_K с пороговой гиперболой H . Поэтому сигналы от его фронта и спада (рис.6,б) противоположны по полярности и, в сумме, гасят друг друга. Сигналы от второго барьера не суммируются, но частица должна дойти до пороговой гиперболы, чтобы затем повернуть назад. Наконец, третий барьер настолько пологий, что он близок к классическому.

На рис.6,в штриховым прямоугольником показан переход потенциального барьера от прозрачного к непрозрачному состоянию при росте (от нуля) ширины барьера. Как видим, приведенный простой пороговый механизм восприятия интегрированных сигналов работает и объясняет прозрачность узкого барьера. Более того, не видно причин, почему этот процесс

не может реализоваться в макро-масштабах. Макро-приемник может просто не успеть обнаружить сигнал, хотя энергия последнего достаточно велика.

Но не все так просто: обратим внимание на то, что сам переход имеет ступенчатый, а не плавный характер – в нем нет отмеченной выше виртуальности (*неопределимость* не подразумевает наличия случайности). Хотя нетрудно представить, что виртуальный макро-переход будет выглядеть примерно так, как показано на рис.6,в тонкой пунктирной кривой.

Неопределенность как следствие шума – случайности

Тепловой шум уничтожается при интегрировании потому, что это “шум радикалов” – он двуполярен (см. пунктир гауссова распределения на рис.6,г), его площадь нулевая, соответственно, и действие нулевое. Для того, чтобы шум был неуничтожим, он должен быть однополярным, т.е. параметром распределения должна быть положительно определенная величина.

Теперь представим себе, что кроме сигнала на рис.6,а имеется однополярный шум. Понятно, что он будет интегрироваться, в том числе и с подпороговыми сигналами, повторяющимися от события к событию, являясь для них своеобразным “случайным лифтом” к пороговому уровню. Если при интегрировании достигнута пиковая величина действия самого сигнала:

$$\hat{h}_\tau = \left(\int_{t_0}^t A_\tau(t) \cdot dt \right)^2, \quad (8,а)$$

окажется меньше, чем h , то понятно, что вероятность регистрации “приподнятого” сигнала будет тем выше, чем ближе \hat{h}_τ к h . Это можно представить в следующем виде:

$$p = \hat{h}_\tau / h. \quad (8,б)$$

Шум по действию. Как показано на рис.2,в, *быстрые* сигналы (левее т.2) имеют порог по действию. Вторым соотношением после (5,а), похожим по форме на (2,а), является соотношение *неопределенности* Гейзенберга для *быстрых* сигналов:

$$\langle \delta E^2 \rangle \cdot \langle \delta t^2 \rangle \geq (h/2)^2 \quad (9,а)$$

В соотношении (2,б) минимальное действие равно h , а в (9,а) оно равно $h/2$. В литературе устоялось и перешло в учебники [15, 16] мнение, что формула (2,б) есть “приблизительное”, а (9,а) – “точное” соотношение неопределенности. При этом в уже упоминавшейся работе [14], наоборот – (2,б) называется соотношением неопределенности. Именно в [14], и это важно, показано, что соотношением (2,б) определяется радиус первой орбиты атома водорода. Радиусы орбит подчиняются постулату Бора – это не приблизительные, а точные (классически определенные) величины и они никак не следуют из размытых значений в левой части (9,а). Что тогда может быть общего у точного “ h -соотношения” (2,б) со статистическим “ $(h/2)$ -соотношением” (9,а), отражающим случайные отклонения от среднего? Действительно, это разные по физическому смыслу соотношения, хотя между ними существует связь: точное соотношение (2,б) задается порогом восприятия (*неопределимость* на рис.6,в), а шум (*неопределенность* на рис.6,г – его размывает, см.ниже).

В соотношении неопределенности (9,а) статистические (!) величины $\langle E \rangle$ и $\langle t \rangle$ обычно рассматриваются раздельно, видимо потому, что они “не могут быть одновременно измерены точно” (однако, цитируемая фраза относится к соотношению *неопределимости* так же, как и МГ). Известно, что плотность нормального распределения двух случайных некоррелированных величин равна произведению плотностей их распределения, поэтому (9,а) может быть записано совместно для $\langle E \rangle$ и $\langle t \rangle$ следующим образом:

$$\langle H \rangle = h/2. \quad (9,б)$$

Поскольку интервал размытия в (9,а) во времени составляет $\sim 2\langle \delta t \rangle$ можно считать, что $\Delta v = 1/2\langle \delta t \rangle$, тогда из очевидного выражения

$$\delta P = \delta E / \delta t = \delta H / \delta t^2 \quad (10,а)$$

получаем среднюю мощность шума по действию:

$$\langle P_H \rangle = (h/2) \cdot (2\Delta\nu)^2 = 2h \cdot \Delta\nu^2. \quad (10,б)$$

Для сравнения, средняя мощность классического шума (Найквиста) по энергии [12]:

$$\langle P_E \rangle = 4kT \cdot \Delta\nu, \quad (10,в)$$

В точке '2' на рис.2,в должно соблюдаться равенство: $\langle P_E \rangle = \langle P_H \rangle$. Из (10,б) и (10,в) следует, что в этой достаточно условной точке перехода (реально он плавный, а не ступенчатый):

$$h \cdot \nu_B / kT \cong 2. \quad (\nu_B \equiv \Delta\nu) \quad (10,г)$$

При $T=300^\circ\text{K}$ ширина (классического) спектра шума $\Delta\nu=2,6 \cdot 10^{13}$ Гц, а его средняя мощность $\langle P_E \rangle = \langle P_H \rangle = 2,1 \cdot 10^{-7}$ Вт. Однополярный шум по действию не исчезает, а растет при уменьшении времени переключения сигнала $\delta t = 1/\Delta\nu$, которое принципиально ограничено точкой '3'.

Размытие шумом порога восприятия. Вернемся теперь к потенциальному барьеру. Сплошная линия на рис.6,в это функция вероятности перехода от прозрачного состояния барьера к непрозрачному, выведенная в [16]:

$$D = 4 / \{ [(\kappa/\chi + \chi/\kappa)^2 \cdot \text{sh}^2(a \cdot \chi)] + 4 \}. \quad (11,а)$$

Здесь 'а' – ширина барьера, а 'κ' и 'χ' – волновые числа, дающие квадрат пороговой длины:

$$l_1^2 = (2\pi/\kappa)^2 = 4\pi^2 / (2m \cdot E / \hbar^2), \quad \text{при } W=0; \quad (11,б)$$

$$l_2^2 = (2\pi/\chi)^2 = 4\pi^2 / (2m \cdot E((W/E)-1) / \hbar^2), \quad \text{при } W>0; \quad (11,в)$$

а гиперболический синус: $\text{sh}(a \cdot \chi) = (\exp(a \cdot \chi) - \exp(-a \cdot \chi)) / 2$.

Видно, что полученный ранее ступенчатый порог *неопределенности* действительно размывается *неопределенностью* (шумом). На рис.6,г показана производная от функции распределения, т.е. распределение плотности вероятности:

$$dD/da = -(D^2/4) \cdot [(\kappa/\chi + \chi/\kappa)^2 \cdot (\chi/2) \cdot (\exp^2(a \cdot \chi) - \exp^2(-a \cdot \chi))]. \quad (11,г)$$

Оно по виду близко к распределению Рэлея (однополярный вариант гауссова распределения), а полученное моделированием среднеквадратичное отклонение (σ) близко соотношению неопределенности (9,а). Здесь размывается дельта-функция – производная от ступенчатого порога на рис.6,в. Как уже сказано выше, с помощью соотношения *неопределенности* можно находить опорные точки движения “с шагом по \hbar ”. С помощью соотношения *неопределенности* можно находить шумовое размытие между этими точками “со статистическим отклонением $\hbar/2$ ”.

Посмотрим теперь, что происходит с логическими картами и таблицами *состояний* (рис.6,д,е), если *сигналы* полностью интегрированы.

Совместные состояния быстрых сигналов. При исключении только самых высших гармоник происходит частное интегрирование сигналов, появляются виртуальные переходы (пунктир на рис.6,в) и небольшое шумовое размытие в колонках таблицы состояний – рис.6,е. При полном интегрировании – вплоть до самых нижних гармоник ($\tau \gg \delta t_R$) размытие распространяется на все состояние (сплошная линия на рис.6,в) и возникает общность не только внутри колонок, но и между ними. В результате появляются *совместные* виртуальные состояния [4], т.е. суперпозиционные состояния КМ, например, n кубитов [17÷18].

Суперпозиция состояний одного кубита, в терминах алгебраической логики, записывается как $\overline{a}|0\rangle + a|1\rangle$, где a и \overline{a} представляют собой мнемоническое обозначение чисел, сумма квадратов которых равна 1 – рис.7,а. Для двух кубитов имеем суперпозицию четырех базовых значений: $\overline{b}\overline{a}|00\rangle + \overline{b}a|01\rangle + b\overline{a}|10\rangle + ba|11\rangle$. Хотя в литературе встречается термин “интерференция вероятности” [19, 20] (что примерно соответствует выражению “интерференция мощности”), в записи предыдущего предложения числа $b_j a_i$ это идентификаторы

радикалов вероятности, а не произведения $b_j \cdot a_i$, как в таблице на рис.5,е. Такой вид обозначений использован, вместо обычного индекса числа, для того, чтобы показать сходство строения и “наследственную” связь таблицы на рис.7,в с таблицей на рис.5,е. В таблице на рис.5,е были приведены вероятности; указывать радикалы в ней не имело большого смысла, так как интерференция (по строкам) практически отсутствует. В таблице на рис.8,г приведен пример интерференции радикалов вероятности [21].

Связь вероятности виртуального состояния с подпороговым действием. “Интерференция вероятностей” означает, что происходит алгебраическое суммирование радикалов вероятности:

$$\sqrt{p_1} \pm \sqrt{p_2} \pm \dots = \sqrt{p_{1+2+\dots}}, \quad (12,а)$$

где p_i – вероятности частных состояний, а $p_{1+2+\dots}$ есть суммарная вероятность.

Примечание 3. Прочитируем [22.Т3]: “Амплитуда вероятности события – это сумма амплитуд вероятностей каждого отдельного способа. Возникает интерференция... Какой механизм прячется за этим законом? Так вот: никому никакого механизма отыскать не удалось”.

Сравним формулу (12,а) с нормированной на порог восприятия формулой (1) сложения радикалов действий [4], нормированную на радикал порогового действия h :

$$\sqrt{h_{1+2+\dots}} / \sqrt{h} = (\sqrt{h_1} \pm \sqrt{h_2} \pm \dots) / \sqrt{h}, \quad (12,б)$$

здесь $h_{1+2+\dots}$ есть суммарное действие. Из сравнения (12,а) и (12,б) можно заключить, что:

$$\pm \sqrt{h_i/h} \equiv \pm \sqrt{p_i}. \quad (12,в)$$

Возведя обе части (12,в) в квадрат, получаем то же самое соотношение, что и в формуле (8,б) для вероятности и действия.

Даже из краткого анализа, приведенного выше видно, что свойства реальных сигналов, в отличие от классических, достаточно хорошо стыкуются с началами КМ просто потому, что отсутствует требование $h \rightarrow 0$ (справа от точки '2' на рис.2,в) и присутствует зона интегрирования сигналов (от т.2 до т.3). Формулы (8,б) и (12,в) показывают, что подпороговые состояния могут регистрироваться при наличии случайности, но требуют набора статистики.

Хорошо известно, что макро-шум имеет носителей; например, в акустике это хаотически движущиеся молекулы газа (хотя случайность поведения каждого носителя не обязательна). В микромире эту роль могут играть декларированные в КМ виртуальные частицы [23].

Шум заполняет случайным образом интервалы между определенными опорными точками. Волнообразные колебания Гиббса на рис.3,д наглядно показывают зоны возможных отклонений шумовых (случайных) отсчетов, вызванных ступенчатым перепадом сигнала, они располагаются между опорными точками.

Примечание 4. Функция распределения вероятности шума находится из волновых уравнений КМ, “хотя ограничиваясь рамками квантовой механики, даже в принципе невозможно объяснить отклонение наблюдаемых величин от средних” [15]. Без наличия шума его, действительно, не объяснить.

Заметим, что у шума одновременно существуют не сами состояния, а только возможности их занять с той или иной вероятностью. Отметим также, что рассуждения в рамках классической целочисленной логики 0/1 [20] пригодны только для величин, практически не имеющих шума. При его наличии следует, в том числе и в макро-масштабах, использовать алгебраическую логику вероятностей $0 \leq p \leq 1$. Смысл ее в том, что невозможно “логично” рассуждать о величинах, которые нам неизвестны и непредсказуемы. Поскольку незнанием порождается случайность, необходимо принимать во внимание все возможные варианты событий.

Пороговые величины в волновых уравнениях КМ

Исходные соотношения.

E – полная релятивистская энергия частицы,

E_k – кинетическая энергия, W – потенциальная энергия частицы,

$$E_p = p \cdot c = mVc / \sqrt{1 - (V/c)^2}, \quad E_m = m \cdot c^2 \text{ (считается постоянной)}. \quad (13,а,б)$$

Здесь m , p , V есть масса (покоя) частицы, ее импульс и скорость, а ' c ' – скорость света. Как известно [16], $(E-W)$ является алгебраической суммой E_m и E_k :

$$E - W = E_m + E_k, \quad (14,а)$$

и "геометрической" суммой E_m и E_p :

$$(E - W)^2 = E_m^2 + E_p^2 = E_m^2 + 2E_m \cdot E_k + E_k^2. \quad (14,б)$$

Из (14,а,б) имеем:

$$E_p^2 = (E_m + E_k)^2 - E_m^2 = E_k \cdot (2E_m + E_k), \quad (15,а)$$

При нерелятивистских энергиях, где $E_k \ll E_m$, в правой части (15,а) второе слагаемое (при раскрытии скобок это E_k^2) становится пренебрежимо малым, тогда

$$'E_p^2 = 2E_m \cdot E_k = (mVc)^2, \quad (15,б)$$

что согласуется с (13,а). Нерелятивистская формула для полной энергии (помечаемой левым штрихом так же, как ' E_p^2 '), имеет вид:

$$'E - W = E_k = 'E_p^2 / 2E_m. \quad (16)$$

Виды волновых уравнений. Пороговые переменные реальных сигналов [2] для координаты и времени имеют вид:

$$\delta r = \hbar / E_p, \quad \delta t = \hbar / E, \quad (17,а,б)$$

здесь $\hbar = \hbar \cdot c$. Запишем каноническое волновое уравнение для этих двух пороговых переменных:

$$(\hbar / E_p)^2 \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) - (\hbar / E)^2 \cdot (\partial^2 \Psi / \partial t^2) = 0. \quad (18,а)$$

В КМ волна

$$\Psi(r, t) = \exp[i \cdot ((E_p \cdot r / \hbar) - (E \cdot t / \hbar))]. \quad (18,б)$$

является решением для стационарных волновых уравнений (с разделяемыми переменными). Здесь $((E_p \cdot r / \hbar) - (E \cdot t / \hbar))$ описывает длину волны по пространственной координате и во времени. Вместе с тем, один период колебаний $\Psi(r, t)$ соответствует пространственному или временному пороговому информационному интервалу [3]. Поэтому обнаружимое (классически, каждый шаг – за одно измерение) свободное движение "пунктирно" – состоит из точек с шагом (17,а,б).

Из (18,б) получаем частные производные:

$$\partial \Psi / \partial r = i \cdot (E_p / \hbar) \cdot \Psi, \quad (\partial^2 \Psi / \partial r^2) = -(E_p / \hbar)^2 \cdot \Psi; \quad (19,а,б)$$

$$\partial \Psi / \partial t = -i \cdot (E / \hbar) \cdot \Psi, \quad (\partial^2 \Psi / \partial t^2) = -(E / \hbar)^2 \cdot \Psi; \quad (19,в,г)$$

тогда $\partial \Psi / \partial t = (i \cdot \hbar / E) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial t^2). \quad (19,д)$

Получение волновых уравнений КМ. Покажем более простым способом, чем в (2), каким образом из частных уравнений (19,б÷г) с пороговыми информационными постоянными (17,а,б) получаются волновые уравнения КМ. Начнем с уравнения Шредингера.

Примечание 5. Хотя "о строгом выводе подобного уравнения не может быть и речи; его следует рассматривать как некое постулированное уравнение" [16]. Рецепт вывода все же дается: "Для перехода от классического уравнения к волновому необходимо энергию E заменить оператором энергии $\hat{E} = ((-\hbar/i) \cdot (\partial / \partial t))$, а импульс – оператором импульса $\hat{p} = ((\hbar/i) \cdot (\partial / \partial r))$ ". Сходство вводимых формул с производными (19,в) и (19,а) очевидно так же, как и формул (19,г) и (19,б) – с квадратами операторов.

Используя соотношение (15,б), запишем нерелятивистскую форму уравнения исходя из (19,б):

$$(\hbar^2/2E_m \cdot E_k) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) + \Psi = 0, \quad (20,а)$$

или

$$(\hbar^2/2E_m) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) + (E_k + W) \cdot \Psi - W \cdot \Psi = 0. \quad (20,б)$$

Уравнение (19,в) запишем в виде:

$$(-\hbar/(i \cdot E)) \cdot (\partial \Psi / \partial t) = \Psi. \quad (21)$$

В среднем члене (20,б) в скобках находится полная энергия 'E (16); взяв 'E·Ψ из (21), получим:

$$(\hbar^2/2E_m) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) - (\hbar/i) \cdot (\partial \Psi / \partial t) - W \cdot \Psi = 0, \quad (22)$$

т.е. уравнение Шредингера.

Приведем теперь (19,б) и (19,г) к уравнению Клейна-Гордона (при W=0). Используя соотношение (14,б), запишем релятивистскую форму (при W=0) уравнения (19,б):

$$\hbar^2 \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) + (E^2 - E_m^2) \cdot \Psi = 0. \quad (23,а)$$

Уравнение (19,г) представим в виде:

$$\hbar^2 \cdot (\partial^2 \Psi / \partial t^2) + E^2 \cdot \Psi = 0. \quad (23,б)$$

Тогда вычитая (23,б) из (23,а), получаем уравнение Клейна-Гордона:

$$\hbar^2 \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) - \hbar^2 \cdot (\partial^2 \Psi / \partial t^2) - E_m^2 \cdot \Psi = 0. \quad (24)$$

Приведенные способы получения основных уравнений КМ интересны тем, что

а) уравнения достаточно просто выводятся из канонической формы,

б) хотя в (18,б) переменные разделяются, выведенное уравнение Шредингера имеет и не стационарные решения (для иллюстрации встроенности пороговых интервалов вполне достаточно и стационарных уравнений).

Собственно все сделанное в этом разделе можно было и не повторять, если бы не одно, отмеченное в [2] обстоятельство. Посмотрим, как стыкуются уравнения (22) и (24), т.е. какие решения они дают в переходной к релятивизму зоне $E_k \approx E_m$.

Фазовая и групповая скорости. Из-за несоответствия фазовой скорости волны скорости частицы обычно предполагают, что колебание является квазигармоническим и представляет из себя узкополосный [7] волновой пакет – δv . Однако, физические причины его появления не поясняются (не говоря уже о численных значениях δv). Во-вторых, размеры пучности колебаний узкополосного пакета выходят далеко за рамки длины волны колебаний (он остается близок к гармонике по этому параметру). Как следствие, приходится вводить мгновенное (!) “схлопывание” пакета при взаимодействии. Повторим также, что узкополосные волновые пакеты никак не связаны с пороговой постоянной \hbar , поскольку площадь и действие у них нулевые.

Как уже говорилось, уравнение (18,а) описывает движение гармонического колебания, или только старшей гармоники [3] широкополосного (от нулевой частоты [7]) волнового пакета $\Psi(r, t)$, движущихся (17,а,б) с фазовой скоростью:

$$v = \delta r / \delta t = c \cdot E / E_p. \quad (25,а)$$

Групповая скорость (пакета гармоник), как известно, равна:

$$V = \partial r / \partial t = \partial E / \partial p, \quad (25,б)$$

и в нерелятивистском случае $v = V/2$.

На рис.8,а показаны фазовые скорости свободного движения частицы ($W=0$), следующие из уравнений Шредингера [15] и Клейна-Гордона [16]. Как видим, в зоне вокруг $E_k \approx E_m$ фазовые скорости совершенно не сходятся. В уравнении Шредингера нарастание фазовой скорости с ростом E_k есть следствие использования нерелятивистского варианта 'E_p (15,б). Причиной роста фазовой скорости в уравнении Клейна-Гордона является $E_m = \text{const}$, которая при малой кинетической энергии ограничивает снизу величину δt в то время, как δr с уменьшением E_k неограниченно возрастает. Например, в потенциальном “ящике” (с жесткими стенками) при скорости $V \ll c$ из уравнения Шредингера следует $\delta t = \hbar / (m \cdot V^2 / 2)$, тогда как из уравнения Клейна-Гордона получаем: $\delta t = \hbar / (m \cdot c^2)$, последнее приводит к резкому

росту фазовой скорости Ψ -волны при $V \rightarrow 0$. Это обстоятельство обычно не считается существенным, поскольку при описании движения частиц важна не фазовая скорость отдельных гармоник спектра, а их групповая скорость, даже если весь спектр весьма узкий.

На рис.8,б показаны зависимости групповой скорости частицы (групповой скорости пакета гармоник) от E . Здесь уравнение Шредингера имеет заметную погрешность при кинетической энергии свыше $\sim 0,2 \cdot m \cdot c^2$. С другой стороны видно, что в уравнении Клейна-Гордона групповая скорость уже не выходит за скорость света. Понятно, почему это происходит: энергия E_m при дифференцировании $\partial r / \partial t$ исключается, поскольку последняя является постоянной величиной. Однако, проблема в том, что в ряде случаев решение волнового уравнения имеет вид гармоник. Наиболее простым примером является потенциальный ящик, где пренебрегать фазовой скоростью явно не стоит.

Потенциальный ящик. В средней части, где $W=0$, уравнение (18,а) для пространственной переменной имеет вид:

$$(\partial^2 \Psi / \partial r^2) + \kappa^2 \cdot \Psi = 0, \quad \kappa = E_p / \hbar = \sqrt{E^2 - E_m^2} / \hbar, \quad (26,а,б)$$

где ' κ ' в нерелятивистской области переходит в

$$\kappa = \sqrt{E \cdot E_m} / \hbar. \quad (26,в)$$

Общее решение (26,а) имеет вид

$$\Psi = A \cdot \sin(\kappa \cdot r + \delta). \quad (26,г)$$

где A и δ – произвольные постоянные, получаемые при стыковке решения (26,г) с решениями для краев ящика.

Получаемое уравнение для определения собственных значений [15]:

$$(\kappa \cdot l) = \pi \cdot n - 2 \cdot \arcsin(\kappa / \kappa_0), \quad (27,а)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ – целые положительные числа. Если ящик имеет бесконечно высокие “стенки” ($W \gg E$), то

$$\kappa = n \cdot \pi / l. \quad (27,б)$$

Отсюда для собственных значений энергии E_n и для соответствующей собственной волновой функции из квадрата ' κ ' (27,б) получаем

$$(n \cdot \pi / l)^2 = (E_n^2 - E_m^2) / \hbar^2, \quad (28,а)$$

или

$$E_n^2 = (n \cdot \pi \cdot \hbar / l)^2 + E_m^2; \quad (28,б)$$

здесь \hbar/l есть пороговая энергия. В нерелятивистском случае (26,в):

$$E_n = (n \cdot \pi \cdot \hbar / l)^2 / 2E_m, \quad (28,в)$$

В обоих случаях Ψ -функция представляет собой гармоническое колебание (стоячую волну, где интерферируют встречные волны:

$$\Psi_n = A_n \cdot \sin(n \cdot \pi \cdot x / l). \quad (28,г)$$

При нерелятивистской полной энергии E_n период колебаний волны $\tau = \hbar / E_n$; а длина волны (при $n=2$) равна ' l ' и находится из (28,в):

$$l = \pi \cdot n \cdot \hbar \cdot \sqrt{1 / (2E_m \cdot E_n)}. \quad (29,а)$$

Тогда (средняя) скорость волны

$$v = l / \tau = \pi \cdot n \cdot c \cdot \sqrt{E_n / 2E_m} \quad (29,б)$$

есть ее фазовая скорость!

При релятивистской полной энергии E_n период колебаний волны $\tau = \hbar / (E_n - E_m)$, а длина волны (при $n=2$) находится из (28,а):

$$l = \pi \cdot n \cdot \hbar / \sqrt{E_n^2 - E_m^2}, \quad (30,а)$$

тогда (средняя) скорость волны

$$v = l/\tau = \pi \cdot n \cdot c / ((E_n - E_m) \cdot \sqrt{E_n^2 - E_m^2}) \quad (30,6)$$

есть ее фазовая скорость (25,а), что не удивительно потому, что волна представляет собой гармоническое колебание.

Если, хотя бы в некоторых случаях, фазовая скорость физически проявляет себя, то она должна плавно изменяться при переходе от нерелятивистской области к релятивистской и обратно, чего на рис.8 явно не происходит. По сути это означает, что при $E_k \approx E_m$ ни релятивистская, ни нерелятивистская формулы не работают, хотя в природе эта зона энергий вряд ли является физически выделенной.

Перевод уравнения Шредингера в релятивистскую форму. Следует обратить внимание на то, что для импульса частицы релятивистская формула (15,а) для E_p^2 плавно переходит к нерелятивистскому соотношению (15,б) при понижении $E_k \ll E_m$. Однако, для энергии переход от релятивистской формулы (14,а) к нерелятивистскому соотношению (16) требует исключения E_m . Для этого обычно предлагается [16] производить “сдвиг начала отсчета энергии” в нерелятивистской области (продемонстрировано на рис.8). Очевиден вопрос: а при какой энергии (в окрестности $E_m \approx E_k$) или скорости ($V \lesssim c$) это делать? Кроме того, отбрасывание E_m в этой окрестности приводит к скачкообразному изменению параметров Ψ -волны! И наконец, совершенно неясно каким образом энергию ($E-W$) переводить от $(E_m + E_k)$ к E_k .

Ответ, однако, есть (и без сдвига шкалы), его подсказывает само уравнение (14,а), которое можно записать в следующей форме:

$$E - E_m = W + E_k. \quad (31)$$

Как видим, в обоих случаях – релятивистском или нерелятивистском (при наличии или отсутствии E_m в левой части) правая часть (31) не изменяется. Точнее говоря, не изменяется оно в классике. При упругих взаимодействиях сама частица не изменяется, поэтому $E_m = \text{const}$. Не изменяется и полная энергия частицы E , поскольку система считается замкнутой. Тогда при изменении потенциальной энергии взаимодействия W мгновенно (бесконечно быстро!) изменяется кинетическая энергия частицы E_k , ибо если левая часть (31) не изменяется, то не изменяется и правая: $W + E_k = \text{const}$.

Все это хорошо известно, как и то, что в микро-масштабах постоянство $W + E_k$ (при быстрых изменениях W) нарушается в пределах соотношения неопределенности (2). Это происходит из-за инертности восприятия, нуждающегося в накоплении (эволюции) действия (8,а). Основываясь на том, что все подпороговые эволюции происходят только с суммой $W + E_k$, причем независимо от уровня релятивизма, нетрудно перевести уравнение Шредингера в релятивистскую форму. Для этого нужно в уравнении (22):

а) перейти от нерелятивистского соотношения для импульса E_p к релятивистскому E_p ;

б) перейти от нерелятивистского соотношения для энергии E к $(W + E_k)$;

в) уравнивать порядок производных [16].

Умножим числитель и знаменатель $(\hbar^2/2E_m)$ в (22) на E_k и заменим $2E_m \cdot E_k$ на E_p^2 :

$$E_k \cdot (\hbar^2/E_p^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) - (\hbar/i) \cdot (\partial \Psi / \partial t) - W \cdot \Psi = 0, \quad (32,а)$$

Взяв $-\Psi$ из (20,а):

$$-\Psi = (\hbar^2/E_p^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2), \quad (32,б)$$

получим

$$(W + E_k) \cdot (\hbar^2/E_p^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) - (\hbar/i) \cdot (\partial \Psi / \partial t) = 0, \quad (32,в)$$

Заменим E_p^2 на E_p^2 и $(\hbar/i) \cdot (\partial \Psi / \partial t)$ в (32,в) в соответствии с (19,д), тогда поделив все на $(W + E_k)$ будем иметь:

$$(\hbar^2/E_p^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) - (\hbar^2/(W + E_k)^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial t^2) = 0. \quad (33)$$

В результате мы получили исходное уравнение (18,а), где E заменено на $(W + E_k)$. Отношения \hbar/E_p и $\hbar/(W + E_k)$ в (33) задают значения пороговых информационных постоянных r и t , как в релятивистской, так и в нерелятивистской областях. То, что уравнение (33) при

определенных условиях работает в обеих зонах ($E_k < E_m$ и $E_k > E_m$) было установлено уже в [2]. Здесь мы получили тот же результат значительно проще – учитывая только очевидное соотношение (31).

Приведем уравнение Клейна-Гордона к аналогичному виду, но без перехода (31). Из (19,б) выражение для $-\Psi$ в релятивистской форме имеет вид, сходный с (32,б):

$$-\Psi = (\hbar^2/E_p^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2). \quad (34,а)$$

Подставим его в третий член (24):

$$\hbar^2 \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) - \hbar^2 \cdot (\partial^2 \Psi / \partial t^2) + E_m^2 \cdot (\hbar^2/E_p^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) = 0. \quad (34,б)$$

откуда

$$\hbar^2 \cdot ((E_p^2 + E_m^2)/E_p^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) - \hbar^2 \cdot (\partial^2 \Psi / \partial t^2) = 0. \quad (34,в)$$

Поскольку при $W=0$ из (14,б) следует, что $E_p^2 + E_m^2 = E^2$, то получим:

$$(\hbar^2/E_p^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial r^2) - (\hbar^2/E^2) \cdot (\partial^2 \Psi / \partial t^2) = 0, \quad (34,г)$$

т.е. исходное уравнение (18,а).

Разница наглядно видна из сравнения (22) и (34,г) с (33): в уравнении Шредингера (22) пространственный пороговый параметр явно не релятивистский, а в представлении (34) уравнения Клейна-Гордона во временном пороговом параметре не вычитается E_m . В области энергий $E_k \approx E_m$ только уравнение (33) может обеспечить малую погрешность.

Полученный нами результат означает, что второе соотношение: $\delta t = \hbar/E$ в (17,а,б), должно быть заменено на

$$\delta r = \hbar/E_p, \quad \delta t = \hbar/(W+E_k), \quad (35,а,б)$$

и вместо уравнения (18,а) следует использовать (33), т.е. в стационарных случаях разница с (22) имеется в решениях только во временном члене.

Предельные ограничения реальных сигналов

Одного порогового ограничения, даже с добавлением области 2-3 (КМ) явно недостаточно для описания реальных явлений.

Примечание 6. Протицируем [23]: “Границы применимости квантовой теории в широком смысле слова пока неизвестны... Она должна описывать любое физическое явление в пределах существующих возможностей измерения”.

Такая граница существует: для полного описания явлений, отображаемых реальными сигналами, необходимо учитывать и предельное ограничение. Из рис.3,е наглядно видно, что на пределе плотности энергия начинает вытягиваться “в струнку”. Без существования предела точки '3' и '4' (рис.5,б,в) будут отсутствовать и быстрота переключения сигналов станет бесконечной.

Если пороговые ограничения при увеличении энергии связаны с расширением спектра сигналов, то увеличение энергии выше точки '3' на рис.2,в (E_M) связано с замедлением (точнее, с расширением) сигналов. На рис.3,в $\Delta t = 2 \cdot \delta t_M$, а на рис.3,е $\Delta t = 16 \cdot \delta t_M$. Пороговая и предельная линия пересекаются в т.3, где предельная мощность

$$P_M = h / \delta t_M^2 = E_M / \delta t_M. \quad (36,а)$$

При нарастании энергии E (верхняя часть рис.2,в) предельная мощность остается постоянной: $P = \text{const}$; тогда длительность предельных (по мощности) сигналов растет линейно:

$$\Delta t = E / P, \quad (36,б)$$

а их действие – квадратично:

$$H = E^2 / P. \quad (36,в)$$

Показательно, что для гравитационных взаимодействий точка '3' пересечения пороговой и предельной линий ($E_M, \delta t_M$) есть точка Планка. Он получил эту точку на основе сопоставления размерностей фундаментальных констант. В работе [2] она выведена как

предел скорости переключения сигналов (порождающий информационный предел), причем не только в гравитационных взаимодействиях. Величины E_M и δt_M для разных видов взаимодействий приведены в [2÷4]. Отметим также, что на уровне предела информацию несёт только протяженность сигнала.

Дисперсия – старение реальных сигналов. Ограничение на скорость переключения сигнала – δt_M , соответствует ограничению в спектре $\nu_M \approx 1/2\delta t_M$ и неминуемо ведет к дисперсии одиночных сигналов при движении. В первом приближении фазовый сдвиг фильтра высших частот – рис.9,а, имеет вид [3]:

$$\phi(\nu) \cong (\nu / \nu_M) + (\nu / 2\nu_M)^3. \quad (37,a)$$

Первое слагаемое обеспечивает задержку сигнала, а второе – вносит в него нелинейные фазовые искажения, растущие с увеличением пройденного пути r :

$$\delta\phi = (\nu / 2\nu_M)^3 \cdot r / (c / 4\pi\nu_M). \quad (37,b)$$

На рис.9,б это показано на примере функции отсчетов (1), как сигнала, для трех нарастающих расстояний (2÷4). Высота центрального пика кривой (2) меньше чем у исходного пика (1) и соответствует понижению его энергии на 10%.

На рис.9,в кривая (2h) есть сумма отставших высших гармоник (10% энергии), она представляет собой узкополосный волновой пакет с действием равным нулю. Это значит, что он становится “невидимым” (темным) и не может быть зарегистрирован.

Энергия основной части (широкополосного) пакета уменьшается, но остается регистрируемой. Если считать, что в видимом диапазоне длина волны фотона составляет $\sim 6 \cdot 10^{-7}$ м, то согласно (33,б) 10-процентное падение действительной энергии (старение) фотона произойдет после прохождении им расстояния $L=0,4 \cdot 10^{25}$ м.

Заключение

Видимо каждый, кто начинал знакомиться с основными положениями КМ, сталкивался с тем, что КМ прекрасно описывает количественную сторону явлений, но ответ на вопрос “почему так происходит” может оставаться в тени. Это наглядно видно по большому числу ее постулатов. Мотивацией данной работы было желание выявить связь между выведенными в [1÷4] формулами для реальных сигналов и базовыми постулируемыми соотношениями в КМ. С этой стороны были затронуты: постулат Планка $E=h \cdot \nu$, постулаты Бора об устойчивых состояниях и условиях частот, гипотеза де’Бройля о “волне-пилоте” частицы, постулаты об операторах волновой функции, постулированное волновое уравнение Шредингера, постулат измерений.

В классическом сигнале (точнее, в классической математике) декларируется свойство: отклонение каждой точки можно менять от бесконечно малого до бесконечно большого, получая каждый раз другие, отличные от оригинала ($f(x)=0$) сигналы, лишенные энергии, но имеющие мощность. Информация передается каждым из них, поскольку точечные состояния (для математиков) различимы.

Ключевым средством разрешения классических противоречий является устранение бесконечно малых и больших величин в сигналах (точка 'З' Планка на рис.2,в тому свидетельство), а также в их производных (устранение скачков).

Сформулируем теперь ответы на три вопроса, сформулированные во вводной части работы. Для начала просуммируем предпосылки, порождающие свойства реальных сигналов:

- а) частное интегрирование сигнала убирает высшие гармоники его спектра; полное интегрирование убирает весь спектр сигнала за исключением постоянной составляющей g_0 , которая есть площадь сигнала, эта площадь полярна (имеет знак);

- б) квадрат площади сигнала есть его *действие*, поэтому площади сигналов, как радикалы действия, интерферируют; сохранение энергии при “свободной” интерференции в замкнутой системе дополнительно требует наличия двух ортогональных компонентов;
- в) алгебраическая логика виртуальных состояний РС совпадает с выражениями для вероятности произведения независимых событий и для вероятности суммы *совместных* событий; для слабо размытых сигналов она стыкуется с целочисленной логикой (0/1).

1. Какие свойства РС обеспечивают их существование в микромире.

1.1. Основные особенности реальных сигналов состоят в следующем.

- 1.1.1. Реальные сигналы получаются из классических путем устранения бесконечности спектральной (снизу) и линейной (сверху) плотностей их энергии.
- 1.1.2. Любые приемники сигналов (включая атомы и частицы) инертны и принципиально имеют порог восприятия
 - для медленных сигналов это порог по энергии, сигнал интегрируется лишь частично;
 - для быстрых сигналов это порог по действию, сам сигнал полностью интегрируется.
 Смена состояния любого, даже быстрого приемника не может быть мгновенной.
- 1.2. Спектр РС ограничен и имеет конечное число *опорных точек*, несущих информацию. Высшие гармоники спектра, хоть они и малы по амплитуде, дают такой же вклад в количество опорных точек на огибающей сигнала, как и гармоники основной части спектра.
- 1.3. В микро-масштабах в пограничной области частот $\nu_B \approx 2kT/h$, пороговые свойства реальных сигналов соответствуют переходу от классических закономерностей к квантовым.

2. В чем выражается присутствие РС в микромире.

- 2.1. Наличие производной у потенциала взаимодействия.
- 2.2. Неопределимость высших частот спектра сигналов.
- 2.3. Наличие шума по действию. В шуме одновременно существуют не сами состояния, а только возможности занять любое состояние.
- 2.4. Существование алгебраической – не целочисленной логики.
- 2.5. В старении сигналов и образовании “невидимых” ($\hbar < h$) *узкополосных* пакетов энергии.
- 2.6. Наличие ограничений по мощности P_M , приводящей к “растягиванию” энергии сигнала.

3. Могут ли положения теории РС быть полезными в вопросах, касающихся основ КМ.

- 3.1. В теории РС достаточно просто выводится соотношение $E = h \cdot \nu_B$, которое в свое время было постулировано Планком.
- 3.2. Достаточно просто получается условие $2kT = h \cdot \nu_B$, задающее границу классического шума.
- 3.3. Показано, что переход от $E_N = 4kT$ к $E_N = h \cdot 2\nu_B$ связан с интегрированием классических сигналов и что явления КМ лежат в области полностью интегрированных сигналов.
- 3.4. Переход от постулированных гармоник (Планк – $E = h \cdot \nu$, де’Бройль – $p = b \cdot \kappa / 2\pi$) к *широкополосному* волновому пакету ($\Delta \nu$, Δr), где характеристической является высшая гармоника, а нулевая гармоника обеспечивает наличие действия.
- 3.5. Выделен шум по действию, размывающий неопределимость, и показана его связь со статистическим соотношением неопределенности.
- 3.6. Сигнальное представление может дополнять весьма развитые инструменты КМ, давая более наглядную и менее формальную интерпретацию физического смысла описываемых процессов. Например, в теории РС *неопределимость* и *неопределенность* это 2 отдельных (различимых), хотя и связанных понятия, а в КМ этого нет.
- 3.7. Введена алгебраическая логика для виртуальных переходов и совместных (суперпозиционных) состояний. Целочисленная логика (0/1) соответствует только состояниям, не имеющим размытия.

- 3.8. Подпороговые переменные связываются с подпороговым действием и с радикалами вероятности совместных (суперпозиционных) состояний: $\pm\sqrt{\hbar_i/h} = \pm\sqrt{p_i}$.
- 3.9. Точка '2' перехода от порога восприятия по энергии к порогу восприятия по действию определяет максимальный темп (скорость) передачи информации.
- 3.10. Любые узкополосные ($\delta\nu$) волновые пакеты (вейвлеты), не имеющие “нулевой гармоники” g_0 (постоянной составляющей), не обладают действием, поскольку их площадь нулевая.
- 3.11. Физически, такие пакеты могут образовываться при дисперсии реальных сигналов; регистрация их средствами с порогом по действию, равным \hbar , весьма проблематична.
- 3.12. Описание полного диапазона физических явлений требует учета, помимо пороговых ограничений КМ, еще и фундаментальных ограничений предельной плотности энергии.

В целом, если использовать РС, то открывается много схожего в эффектах микро и макромира. В классике двухуровневая *таблица* состояний РС заполнена лишь по (основной) диагонали. В частично интегрированных реальных сигналах каждое из основных состояний может быть размыто шумом по своей колонке, откуда и появляется нижний уровень в таблице. При полном интегрировании реальных сигналов все состояния по горизонтали таблицы состояний становятся *совместными* (суперпозиционными) и интерферируют между собой через радикалы действия. Именно свойство суперпозиции, как следствие интегрированности и наличия шума по действию, являются исключительными свойствами состояний в КМ (первое соответствует известному утверждению Дирака). Поскольку шумовое размытие таблицы начинается уже в макро-состояниях реальных сигналов, то переход от “макро” к “микро” становится не таким резким, как в “классике” и более понятным.

Дополнение классической теории понятием реального – обладающего инерцией, порогом восприятия и пределом существования сигнала, преобразует классику в общую теорию сигналов (ОТС), лишенную бесконечностей.

Литература

1. Басиладзе С. Г. Сигнал, данные и информация в физических измерениях // Физика Элементарных Частиц и Атомного Ядра, 2000, том 31, вып.3.
S. G. Basiladze. Signal, Data, and Information in Physical Measurements. // Physics of Particles and Nuclei. **31**, 312 (2000).
2. Басиладзе С. Г. Физика сигнала // Физика Элементарных Частиц и Атомного Ядра, 2009, том 40, вып.6.
S. G. Basiladze. Signal Physics. Physics of Particles and Nuclei. **40**, 773 (2009).
3. Басиладзе С. Г. Инфология – сигнал, состояния, данные, информация (2-е издание). - М.: Эдитус 2015.
4. Басиладзе С. Г. Реальный сигнал и его состояния // Физика Элементарных Частиц и Атомного Ядра, 2017, том 48, вып.3.
S. G. Basiladze. A real Signal and Its States. Physics of Particles and Nuclei. Vol. 48, No. 3, pp. 448 (2017).
5. Shannon C. E. A Mathematical Theory of Communications. Bell Syst. Tech. J. **27**, 379÷423 (1948).
Шеннон К. Математическая теория связи / В сб. Работы по теории информации и кибернетике. - М.: ИЛ, 1963.
6. Котельников В. А. О пропускной способности "эфира" и проволоки в электросвязи // Материалы к 1-му Всесоюзному съезду по вопросам реконструкции дела связи и развития

- слаботочной промышленности. Изд-во "Ред.связи РККА", 1933.
- Kotel'nikov V. A.* On the Transmission Capacity of 'Ether' and Wire in Electric Communications. // In Proc. of the 1st All-Union Congress on the Technical Reconstruction of Communication Facilities and Development of Low-Power Industry, (Red. Svyazi RKKA, 1933). Reprint in Modern Sampling Theory: Mathematics and Applications, Editors: J. J. Benedetto und PJSG Ferreira, Birkhauser (Boston) 2000, ISBN 0-8176-4023-1.
7. *Гоноровский И. С.* Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и Связь, 1986.
 8. *Wiener N.* Cybernetics. MIT Press, Cambridge, 1965 (- М.: Наука, 1983).
 9. *Тошич Ж.* // Известия АН СССР. Техническая кибернетика, 1967, №36, с.113.
 10. *Калинников В. А.* // Приборы и техника эксперимента, 2006, №5, с.5÷17.
Kalinnikov V. A. Application of multiple-valued logic in digital technology (review). // Instruments and Experimental Techniques, Vol. 49, No 6, 2006, pp. 5÷14.
 11. *Токхейм Р.* Основы цифровой электроники. - М.: Мир, 1988.
 12. *Nyquist H.* Thermal agitation of electric charge in conductors // Phys.Rev., 1928, V.32 No 1. P.110-113.
 13. *Cottini C., Gatti E., Svelto V.* A new method for analog to digital conversion. // NIM. Aug. 1963. V.24. P.241.
 14. *Бейзер А.* Основные представления современной физики. - М.: Атомиздат, 1973.
 15. *Блохинцев Д.И.* Основы квантовой механики. - М: Наука, 1976.
 16. *Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч.* Квантовая механика. - М.: Наука, 1979.
 17. *Килин С.Я.* Квантовая информация // Успехи Физических Наук. Т.169, N 5, 1999.
 18. *Валиев К.А.* Квантовые компьютеры и квантовые вычисления // Успехи Физических Наук. Т.175, N 1, 2005.
 19. *Бом Д.* Квантовая теория. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1965г. 729 с.
 20. *Ахиезер А.Ж., Половин Е. В.* // Успехи физических наук, 1972, том 2, вып. 3.
 21. *Шор П.* Полиномиальные по времени алгоритмы разложения числа на простые множители и нахождения дискретного логарифма для квантового компьютера / Квантовый компьютер и квантовые вычисления: "Регулярная и хаотическая механика". Ижевск, 1999.
 22. *Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике, т.3,6. - М.: Мир, 1966.
 23. Физика микромира, Маленькая энциклопедия п/р *Ширкова Д.В.* - М.: Советская энциклопедия 1980.

Рисунки

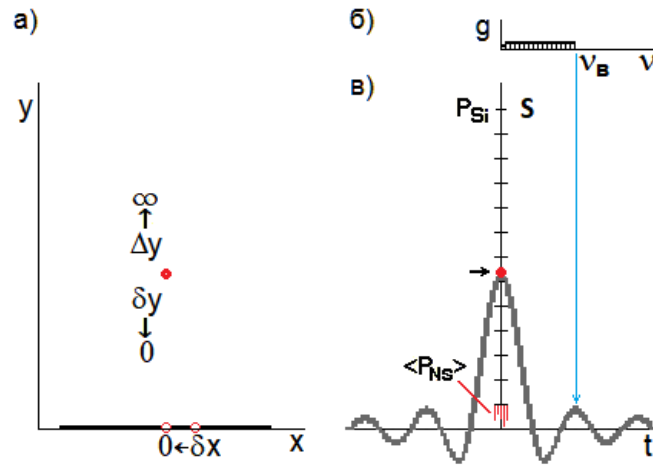


Рис.1,а) математически, функция $f_1(x)$, у которой одна точка выведена на произвольное расстояние $0 < y < \infty$, различима с исходной функцией $f_0(x)=0$; б) плоский (обрезанный) спектр функции отсчетов; в) вид функции отсчетов. Как элемент разложения сигнала она имеет только одну – пиковую точку, несущую информацию так же, как и $f_1(x)$ на фрагменте а). Следствием отсутствия высших гармоник в спектре функции отсчетов (\downarrow) являются колебания Гиббса до (!) и после пика функции. Физически функция отсчетов не реализуема.

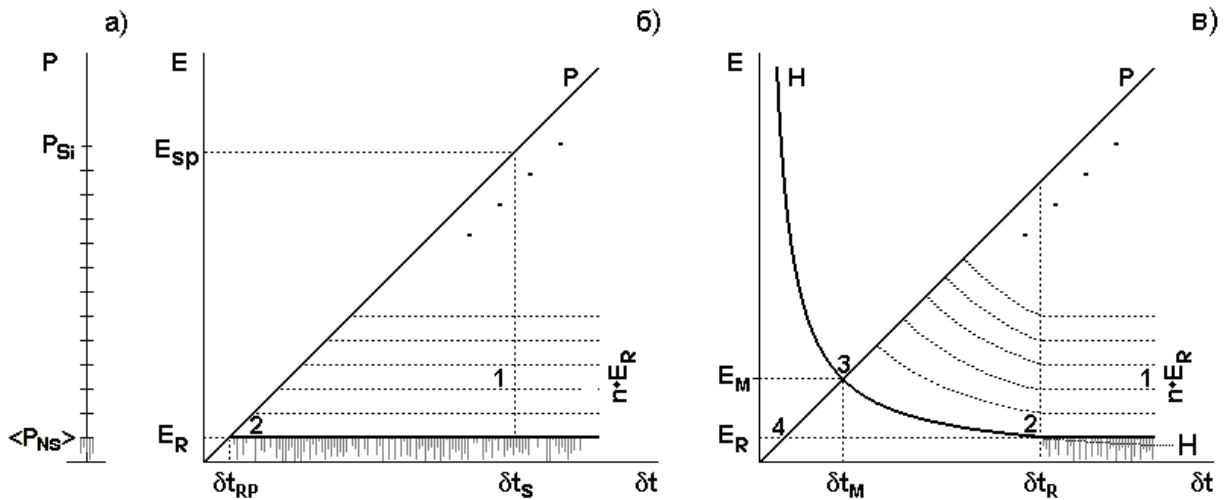


Рис.2. Верхние и нижние границы сигналов: а) классический сигнал по Шеннону сверху ограничен мощностью передатчика (плотностью энергии), а снизу – среднеквадратичной величиной шума на входе приемника; б) зона существования реального медленного сигнала ограничена предельной плотностью передаваемой энергии, а снизу порогом восприятия по энергии, либо шумом; в) – левая часть, зона интегрирования реального быстрого сигнала ограничена снизу порогом восприятия по действию сигнала, классический шум в ней отсутствует. Основные обозначения: δt_s , E_{sp} – время переключения и энергия сигнала; δt_r , E_R – время переключения и энергия управления переключением приемника; δt_M – минимальное, физически возможное время (но не темп – частота) передачи сигнала при предельной мощности P и пороге по действию H .

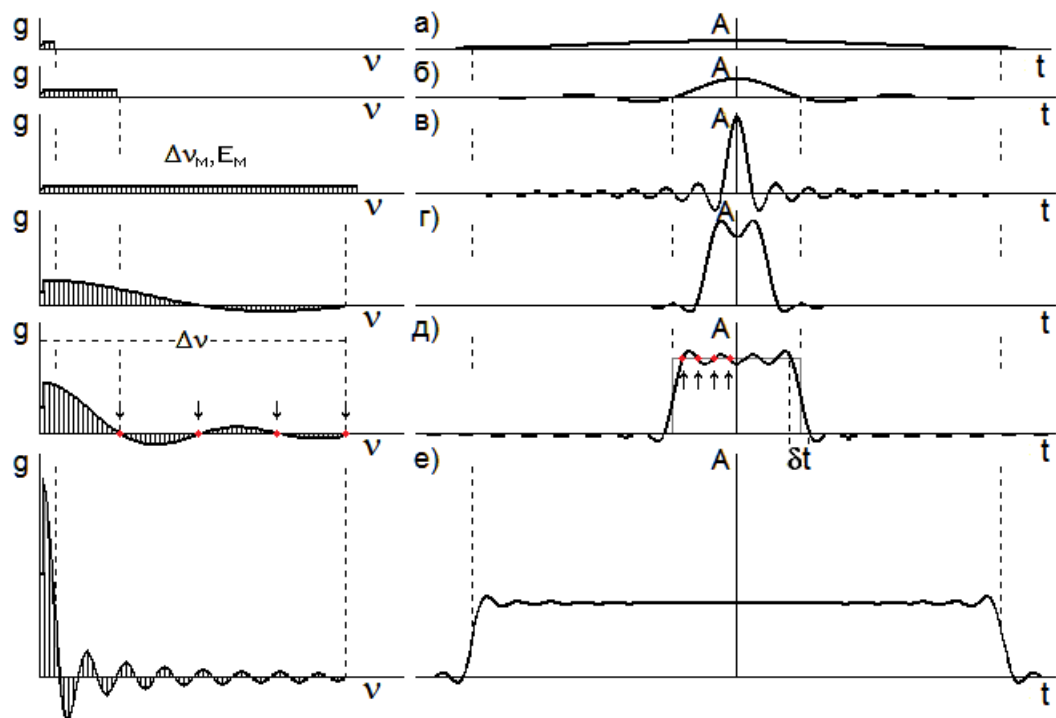


Рис.3. Пример роста энергии сигнала, отображаемого функцией отсчетов – при постоянной спектральной плотности энергии – а)÷в), и затем – при разложении на функции отсчетов с постоянной плотностью энергии огибающей сигнала – г)÷е). Чем уже спектр отображения в)→а), тем хуже *определимость* прототипа (прямоугольный импульс). На фрагменте д) показана также связь ширины спектра Δv с временем переключения сигнала δt ; эти величины постоянны на фрагментах г)÷е). Количество опорных точек, несущих информацию, в спектре и у огибающей сигнала одинаково – по 4, показано стрелками на фрагменте д).

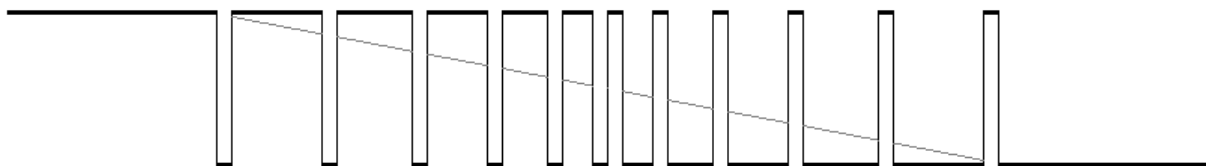


Рис.4. Модель “постепенного перехода” из одного состояния в другое (показано тонкой серой прямой) на выходе логического элемента. Для наглядности интегрируемые переходы представлены в упорядоченном виде (частотой, а не интенсивностью). В реальности линия перехода должна быть плавной – без резких перегибов в начале и в конце (см. ниже рис.5,г).

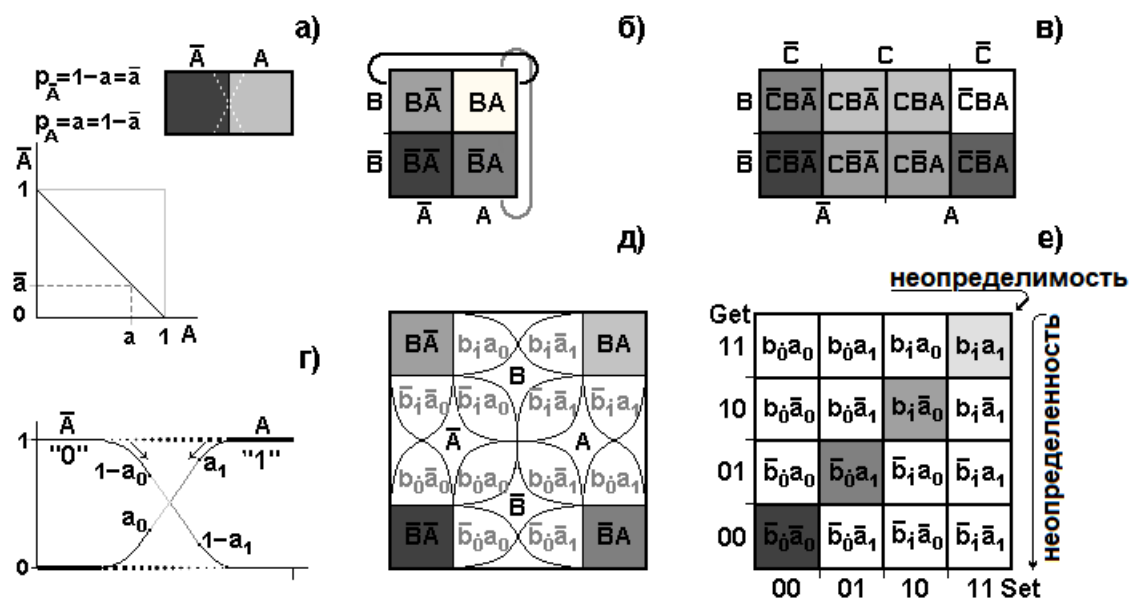


Рис.5. Переход из A в \bar{A} и обратно в классике ступенчатый – а); для двух – б) и более – в) переменных их логические комбинации (здесь конъюнкции – ее знак опущен) отображаются картой Карно (считается, что карта представляет собой плоскостную развертку объемной, замкнутой поверхности – б), где каждая клетка '...CBA' соседствует со всеми остальными). Если переходы $A \rightleftharpoons \bar{A}$ плавные – г), то каждая комбинация имеет их со всеми соседями – д), в результате чего количество ячеек в карте квадратично растет, а сама карта приобретает двух-уровневую структуру (верхний – это уровень переменных '...CBA', а нижний – переходных случайных состояний. В этом случае карту Карно удобней представить таблицей (матрицей) со сторонами Set (входные сигналы) и Get (выходные сигналы). Наследники переменных '...CBA' занимают в таблице основную диагональ. Произведения $b_j \cdot a_i$ есть вероятности случайных подпороговых состояний, суммируемые по колонкам арифметически, как показано на графике фрагмента а).

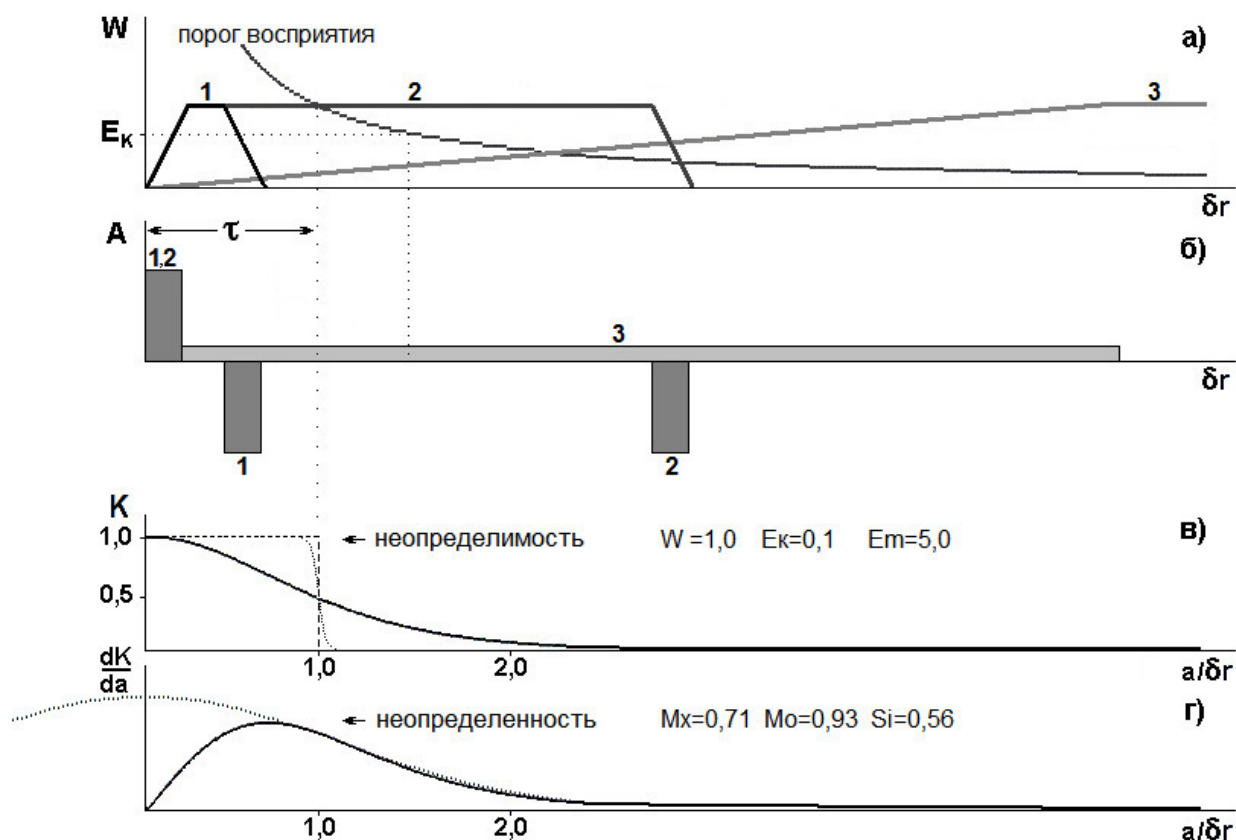


Рис.6. Три варианта потенциальных барьеров – а) при пороговом (H) и предельном (P) ограничениях; сигналы есть производные от их перепадов – б). Первый барьер значительно уже зоны интегрирования, поэтому пара его разно-полярных сигналов (нарастания и спада) суммарно имеют нулевое действие. Во втором барьере, который шире зоны интегрирования, туннелирование практически отсутствует, но должна существовать задержка отражения частицы. Третий барьер является квазиклассическим. Ступенчатый порог восприятия барьера – в) показан штриховыми прямыми. Он размывается около-пороговым шумом – в) с распределением вероятности – г); показаны сплошными линиями. Для сравнения тонким пунктиром в г) показано гауссово симметричное (двуполярное) распределение классического шума.

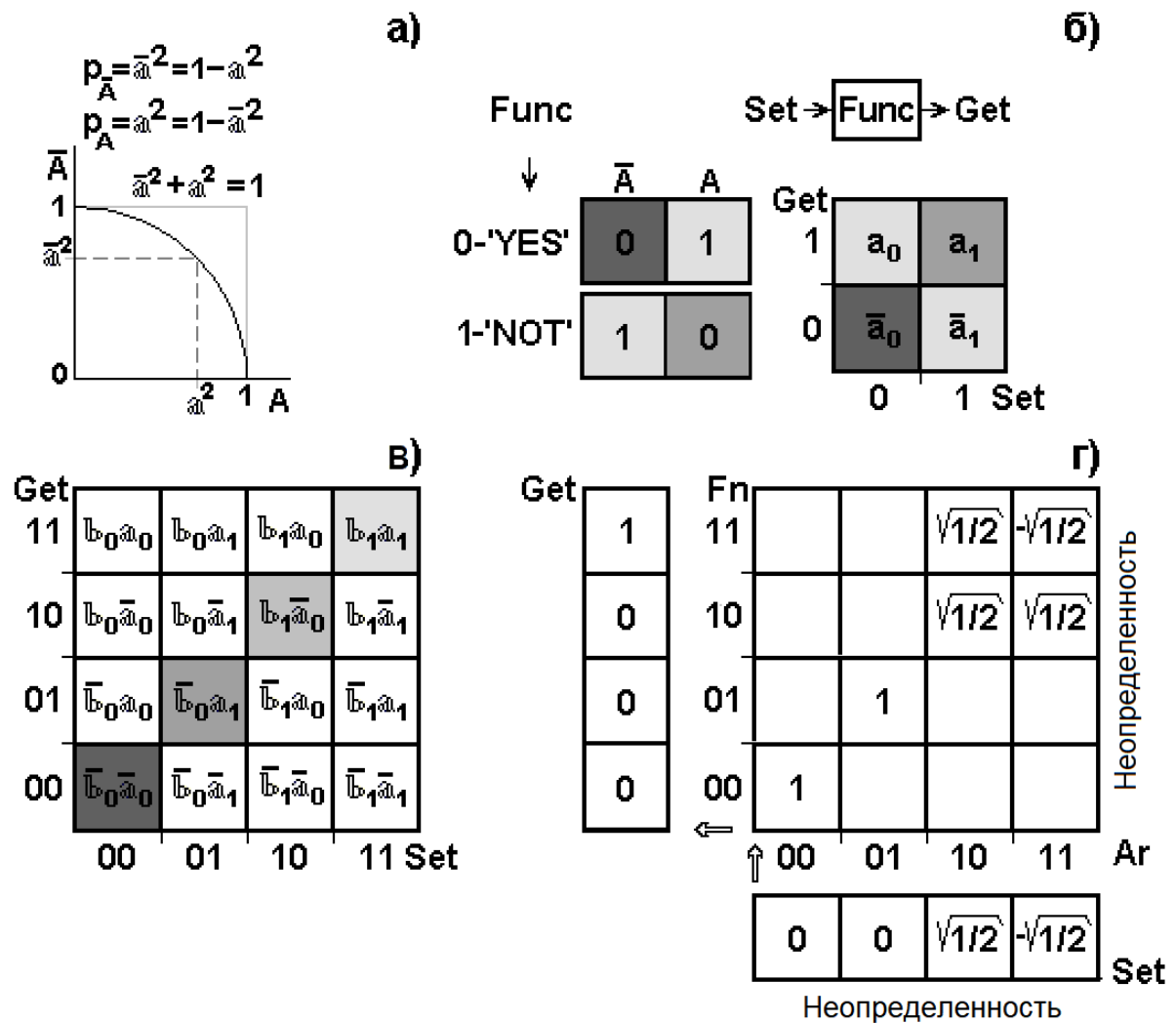


Рис.7,а) геометрическое сложение радикалов вероятности; б) слева – функции ‘ДА’ и ‘НЕТ’ одной классической логической переменной, справа – таблица для функций одной алгебраической логической переменной (потенциальный барьер, кубит). Таблица *совместных* состояний двух переменных – в), где числа $b_i a_i$ есть радикалы вероятностей. Ar – аргумент, Fn – функция преобразования (гейт), преобразование идет путем умножения Set-данных на Fn-матрицу. Get-состояния есть результат интерференции радикалов вероятностей по строкам таблицы – г).

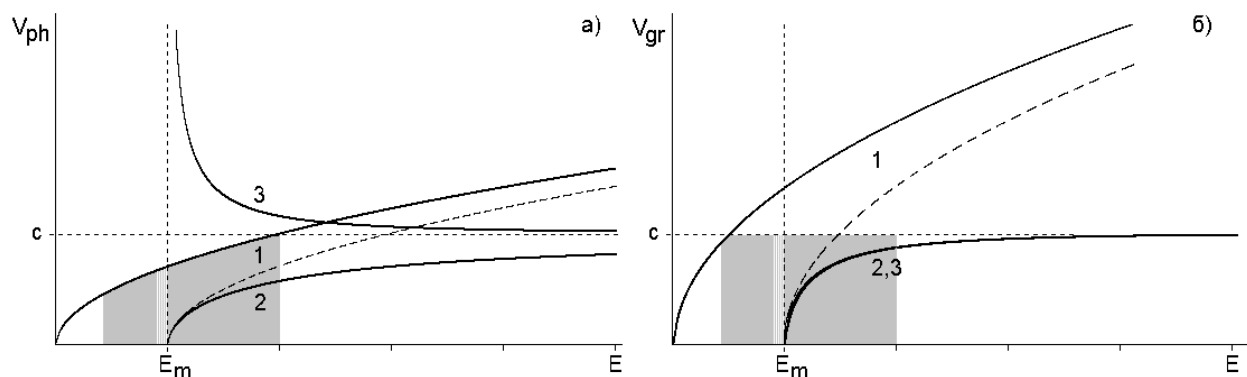


Рис.8. Зависимость фазовой скорости волны – а) и групповой скорости волны – б) от энергии: 1 – в уравнении Шредингера; 2 – в релятивистском варианте уравнения Шредингера; 3 – в уравнении Клейна-Гордона. Для удобства сравнения, кривая 1 показана толстой и сдвинутой на E_m – штриховой линиями. Серым отмечена зона от $0,4E_m$ до $2,0E_m$.

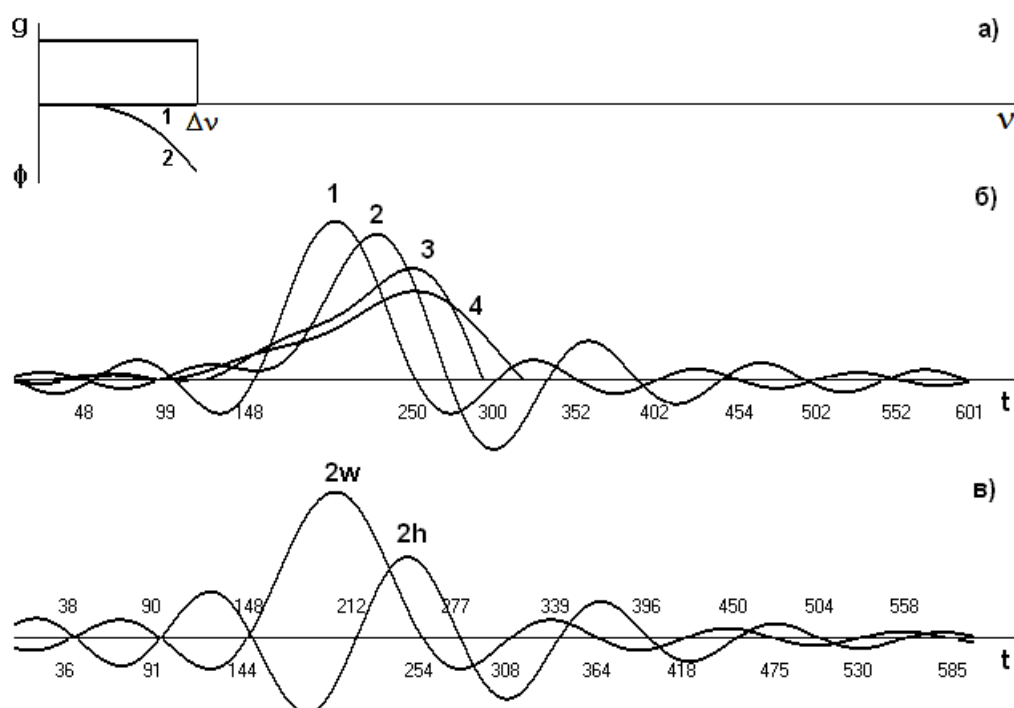


Рис.9,а) – плоский спектр функции отсчетов шириной $\Delta v = v_m$ и пример кривой фазового сдвига ее гармоник; б) – изменение формы огибающей исходного сигнала (1) при нарастающей нелинейной задержке его гармоник (2÷4, для кривых 3-4 показаны только центральные пики); в) – выделение узкополосного пакета высших, значительно отставших гармоник сигнала (2h) и оставшаяся часть широкополосного сигнала (2w). Числами указаны времена пересечения нулевой линии сигналом (1) – б) и обеими частями сигнала (2) – в).