8512

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 8512

Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ДВУХЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И В АСТРОНОМИИ

1975

P2 - 8512

Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ДВУХЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ В ФИЗИКЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И В АСТРОНОМИИ

Направлено в ЖЭТФ

S u m m a r y

There can be two kinds of observation of the two-particle state interference. One can measure the difference between the moments of arrival of two like particles at detectors and the difference between their coordinates. This is the space-time experiment (I) used in astronomy. Instead of it, one can measure the differences between the energies of like particles and also between their momenta. This energy-momentum experiment (II) can be used in particle physics. Both can give us the space parameters (dimensions) of the region in which the particles are produced: star in I and excited multiple production volume in II. But the time parameters obtained in I and II do not coincide. We analyse this difference in §§ 1,2 and show that it appears due to different phase expressions: (12) in I and (12′) in II. The probability of the effect is (16) for I and (8) for II. At the end we propose the experiment which in one limit comes into I and in the opposite case into II (§ 3).

§1. Импульсно-энергетические корреляции

1. В наших предыдущих работах /1-3/, а также в работах /4,5/ было показано, что наблюдение импульсно-энергетических корреляций пар тождественных частиц позволяет определить пространственно-временные характеристики процесса генерации. Целью настоящей статьи является дальнейшее рассмотрение возможных применений этого явления в ядерной физике и его сопоставление с корреляциями пар фотонов, используемыми в известном методе Брауна-Твисса для измерения углового диаметра звезд /см., например,/6,7/ /.

При испускании пары тождественных частиц /для определенности, пионов/ двумя точечными излучателями 1 и 2 со временем жизни τ, включаемыми в моменты t_1 и t_2 и разнесенными в пространстве на расстояние $\vec r_1 - \vec r_2$, вероятность наблюдения частиц с импульсами $p_3 = \{\omega_3, \vec p_3\}$ и $p_4 = \{\omega_4, \vec p_4\}$ определяется в соответствии с равенством /2/

$$W \approx \left| \frac{e^{ip_3 r_{13} + i\omega_3 t_1}}{\omega_3 - \omega_1 + i\Gamma/2} \, \frac{e^{ip_4 r_{24} + i\omega_4 t_2}}{\omega_4 - \omega_2 + i\Gamma/2} + \frac{e^{ip_4 r_{14} + i\omega_4 t_1}}{\omega_4 - \omega_1 + i\Gamma/2} \, \frac{e^{ip_3 r_{23} + i\omega_3 t_2}}{\omega_3 - \omega_2 + i\Gamma/2} \right|^2 . \qquad /1/$$

Здесь $\Gamma = h/\tau$ - энергетическая ширина каждого из излучателей, а ω_1 и ω_2- средние значения энергий излучаемых ими частиц. Если величины ω_1 и ω_2 могут варьироваться и распределены равномерно в достаточно широком энергетическом интервале, то /1/ следует проинтегрировать по ω_1 и ω_2. Тогда получается выражение *

$$W \approx 1 + \frac{\cos[\vec{q}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) - q_0(t_1 - t_2)]}{1 + (q_0 \tau)^2}, \qquad /1/$$

в котором $q_0 = \omega_3 - \omega_4$ и $\vec{q} = \vec{p}_3 - \vec{p}_4$. Измерение зависимости W от разностей $\vec{q}$ и q_0 дает возможность определить параметры $\vec{r}_1 - \vec{r}_2$ и $t_1 - t_2$.

Аналогичная возможность остается и в том случае, когда частицы испускаются не двумя излучателями, а целой их совокупностью, распределенной в достаточно узком интервале пространства-времени. Пусть, например, излучатели распределены равномерно внутри эллипсоида с полуосями A, B и C, параллельными координатным осям x, y и z; предположим также, что все излучатели "включаются" в один и тот же момент $t=0$, причем время их жизни τ очень велико по сравнению с размерами эллипсоида. Тогда в соответствии с [2]

$$W \approx 1 + \frac{I^2(\vec{q})}{1 + (q_0 \tau)^2}, \qquad /2/$$

где

$$I(\vec{q}) = 3(\sin\rho - \rho\cos\rho)/\rho^3, \qquad /3/$$

$$\rho^2 = (q_x A)^2 + (q_y B)^2 + (q_z C)^2. \qquad /4/$$

Пусть моменты включения излучателей равномерно распределены в промежутке времени $(-T, T)$. Тогда /2/ переходит в

$$W \approx 1 + \frac{I^2(\vec{q})}{1 + (q_0 \tau)^2} \left[\frac{\sin q_0 T}{q_0 T}\right]^2. \qquad /5/$$

---

* См. формулу /63/ в работе [3]. Здесь и в дальнейшем величины $\hbar$ и c положены равными единице.

2. Последняя формула содержит два характерных интервала времени: T и τ. Первый связан с длительностью процесса образования возбужденной системы, второй характеризует длительность ее существования. В принципе, формула /5/ позволяет определить параметры T и τ порознь. Наряду с T и τ существует еще третий временной параметр, характеризующий процесс множественного рождения: время t^L, в течение которого родившиеся частицы пробегают возбужденный объем /см. также [5] /. Для того, чтобы оценить его роль, представим себе, что $t^L \gg \tau$, а $T = 0$. Тогда волновые пакеты, создаваемые излучателями, находящимися в передней и задней /относительно направления наблюдения $\vec{n}$/ частях возбужденного объема, не смогут интерферировать: пока задний пакет добежит до точки образования переднего, последний исчезнет. Для количественного анализа этого эффекта надо отказаться от использованного нами ранее упрощающего предположения о том, что время жизни τ велико по сравнению с размерами излучающей системы.

Пусть излучатели распределены в области вблизи начала координат по закону

$$U(\vec{r}) \sim \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} + \frac{z^2}{C^2}\right)\right].$$

Воспользуемся формулами /57/ и /58/ из работы [3] и проинтегрируем /1'/ по всему пространству с весом $U(r_1)\,U(r_2)$. Тогда мы опять придем к формуле /2/, но в ней теперь

$$I^2(\vec{q}) = \exp[-(q_x^2 A^2 + q_y^2 B^2 + q_z^2 C^2)]. \qquad /6/$$

Предположим, что интересующие нас узкие пары частиц наблюдаются в направлении оси z. Учтем также, что при $\vec{p}_1 \approx \vec{p}_2$ величина $q_0 = \vec{q}\,\vec{v}$, где $\vec{v}$ - скорость частиц $(\vec{v}_1 \approx \vec{v}_2 \approx \vec{v})$; поскольку $\vec{v}$ имеет только одну компоненту v, выполняется равенство $q_z = q_0 / v$. Входящую в /6/ величину $q_z^2 C^2$ можно теперь представить в виде $q_0^2 (t^L)^2$, где $t^L = C/v$. Следовательно, формула /2/ с учетом /6/ принимает вид

$$W \sim 1 + \frac{\exp[-q_x^2A^2 - q_y^2B^2 - q_0^2(t^L)^2]}{1+(q_0\tau)^2}. \qquad /7/$$

Интерференционный член в области $q_0 \sim 1/\tau$ действительно исчезает, если $t^L \gg \tau$. Если ввести еще параметр T,то /7/ переходит в

$$W \sim 1 + \frac{\exp[-q_x^2A^2 - q_y^2B^2 - q_0^2(t^L)^2]}{1+(q_0\tau)^2}\left(\frac{\sin q_0T}{q_0T}\right)^2. \qquad /8/$$

Теперь интерференция в области $q_0 \sim 1/\tau$ имеет место только при выполнении условий $\tau \gg t^L$ и $\tau \gg T$.

Вращая плоскость пары вокруг оси $\vec{n}$, меняя направление $\vec{n}$, варьируя скорость v отбираемых частиц, можно определить все параметры, входящие в /8/. К сожалению, при современной точности эксперимента, скорей всего, удастся оценить только некоторое эффективное время, близкое к $[\tau^2 + (t^L)^2 + T^2/3]^{1/2}$,и средний радиус области взаимодействия. Поэтому при обработке экспериментальных данных, вероятно, целесообразно /см. также [8] / аппроксимировать четырехмерное распределение /8/ двумерным, используя вместо четверки величин q_0, q_x, q_y и q_z пару q_0 и $q_\perp^2$, где $q_\perp$ - проекция $\vec{q}$ на плоскость, перпендикулярную к $\vec{n}$. Эта пара хороша тем, что в простейшем случае сферически-симметричного распределения именно она входит в формулы /2/, /5/, /7/ и /8/. Кроме того, при равномерном распределении по фазовому объему как раз в переменных $(q_0, q_\perp^2)$ плотность распределения оказывается конечной в точке (0,0),в окрестности которой расположен интерференционный максимум.

§2. *Пространственно-временные корреляции*

1. В предыдущем параграфе говорилось о трех типах временных параметров: τ, T и t^L. Если любой из них становится очень большим, возможность измерения размеров излучающей системы практически исчезает, поскольку интерференционный эффект остается только в ненаблюдаемо малой области значений q_0. С другой стороны, в астрономии с помощью наблюдения двухфотонных интерференционных корреляций удается определять угловые размеры звезд [6,7] несмотря на то, что время их жизни /совпадающее по смыслу с величиной T / можно считать бесконечно большим. И все же здесь нет никакого противоречия с выводами об исчезновении интерференции, вытекающими из соотношений типа формулы /8/.

Дело в том, что в физике элементарных частиц и в астрономии речь идет о разных методах наблюдения интерференционных корреляций тождественных частиц. В идейном отношении эти методы очень близки друг к другу: в обоих случаях регистрируются пары тождественных частиц и определяются размеры соответствующих источников. Но в первом методе измеряются энергия и импульс детектируемых частиц, а во втором - момент их попадания в детектор и координата детектора. Соответственно мы будем говорить об импульсно-энергетической и о пространственно-временной постановке опыта*. Мы также покажем, что при принятом в астрономии пространственно-временном варианте интерференционного опыта, в отличие от изложенного выше импульсно-энергетического варианта, временные параметры t^L и T полностью выпадают. Вместо них появляется другой временной параметр, аналогичный по своему смыслу величине τ, а именно: интервал корреляции, или время коррелированного испускания регистрируемых частиц.

2. Рассмотрим кратко принципиальные основы теории пространственно-временного эксперимента. Пусть имеются два возбужденных атома, расположенных в точках

---

*В физике элементарных частиц для определения импульса также требуется знание координат каких-то детекторов. Однако точность их пространственной локализации всегда на много порядков хуже той границы, которая вытекает из соотношения нопределенности $\Delta x \cdot \Delta p \sim 1$. Следовательно, обсуждаемая в этом случае постановка опыта относится по своему характеру к импульсно-энергетическому типу.

1 и 2. Испущенные ими фотоны регистрируются детекторами 3 и 4 в моменты времени t_3 и t_4 /рис. 1/.

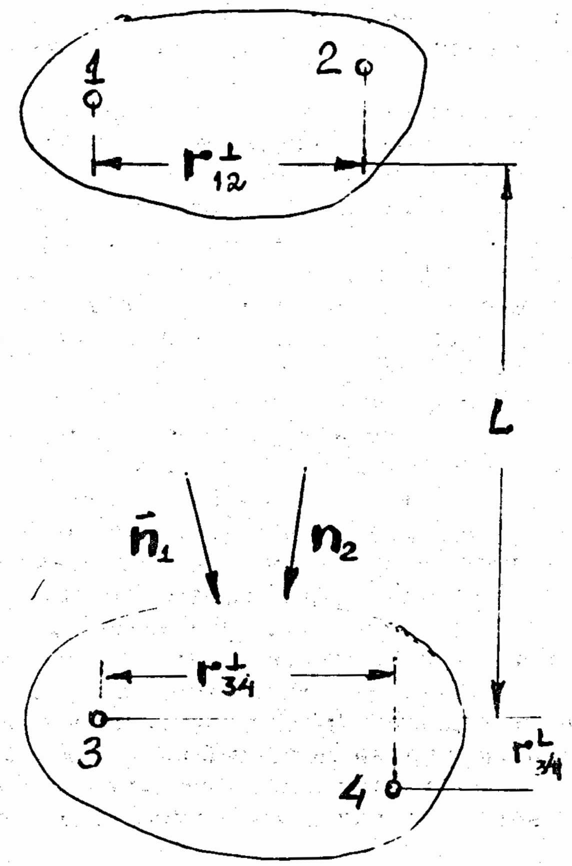

Рис. 1. Схема расположения источников и детекторов частиц.

Излучение атомов пусть задается токами, изменяющимися во времени по законам

$$g_1(t)\, e^{-i\omega_1 t} \quad \text{и} \quad g_2(t)\, e^{-i\omega_2 t},$$

где функции $g_1(t)$ и $g_2(t)$ медленно изменяются по

сравнению с экспонентами. Для определенности можно было бы, например, считать их функциями типа

$$\sum_{\ell} \Theta(t - t_\ell)\, A_\ell\, e^{i\delta_\ell - \frac{t - t_\ell}{2\tau}},$$

где /см., например, /10// амплитуды A_ℓ и фазы δ_ℓ - случайные величины, моменты t_ℓ, входящие в аргументы Θ - функций, распределены во времени по закону Пуассона, а $\tau \gg \omega_1^{-1}, \omega_2^{-1}$. Введем также две функции корреляции*

$$\lambda_j(\theta) = \langle g_j(t)\, g_j^*(t+\theta) \rangle,$$

удовлетворяющие равенства $\lambda_j(-\theta) = \lambda_j^*(\theta)$.

Амплитуду двойного отсчета в моменты t_3 и t_4 можно с точностью до несущественного общего множителя записать в виде

$$A = g_1(t_3 - r_{13})\, e^{-i\omega_1 t_3 + i\omega_1 r_{13}}\, g_2(t_4 - r_{24})\, e^{-i\omega_2 t_4 + i\omega_2 r_{24}} + \qquad /9/$$

$$+ g_1(t_4 - r_{14})\, e^{-i\omega_1 t_4 + i\omega_1 r_{14}}\, g_2(t_3 - r_{23})\, e^{-i\omega_2 t_3 + i\omega_2 r_{23}},$$

где символами r_{13}, r_{24} и т.д. обозначены расстояния между точками 1 и 3, 2 и 4 и т.п. Вычисляя вероятность двойного отсчета, учтем, что расстояния от источников до приемников много больше расстояний между источниками или между приемниками. В этих условиях

$$r_{13} - r_{14} = (\vec{r}_4 - \vec{r}_3)\,\vec{n}_1 = \vec{r}_{34}\,\vec{n}_1,$$

где $\vec{n}_1$ - направление от источника 1 на приемники; аналогично $r_{23} - r_{24} = \vec{r}_{34}\,\vec{n}_2$. Обозначая еще $t_3 - t_4 = \theta$, $\omega_1 \vec{n}_1 = \vec{k}_1$ и $\omega_2 \vec{n}_2 = \vec{k}_2$, получим

---

*Строго говоря, функция корреляции равна $\langle g_j(t)\, g_j^*(t+\theta) \rangle - |\langle g_j(t) \rangle|^2$, но мы предполагаем, что $\langle g_j(t) \rangle = 0$, так как $\langle A_j \rangle = 0$.

$$|A|^2=|g_1(t_3-r_{13})\,g_2(t_4-r_{24})|^2+|g_1(t_4-r_{14})\,g_2(t_3-r_{23})|^2+$$

$$+\,g_1(t_3-r_{13})\,g_1^*(t_4-r_{14})\,g_2(t_4-r_{24})\,g_2^*(t_3-r_{23})\,\times$$

$$\times\exp(-i\omega_1\theta+i\vec k_1\vec r_{34})\,\exp(i\omega_2\theta-i\vec k_2\vec r_{34})\,+\,\text{к. с.}$$

Введем обозначения $T_1=\vec r_{34}\vec n_1$, $T_2=\vec r_{34}\vec n_2$ и проведем усреднение величины $|A|^2$ по моментам регистрации частиц t_3 и t_4 при фиксированном значении $\theta=t_3-t_4$. Тогда получим

$$\langle|A|^2\rangle=2\lambda_1(0)\,\lambda_2(0)+\lambda_1^*(\theta-T_1)\lambda_2(\theta-T_2)\,e^{-i(\omega_1-\omega_2)\theta+i(\vec k_1-\vec k_2)\vec r_{34}}+\text{к.с.}$$

Если считать функции $\lambda_1(\theta)$ и $\lambda_2(\theta)$ совпадающими, то последнее соотношение принимает более простую форму:

$$\langle|A|^2\rangle=2\lambda^2(0)+\lambda^*(\theta-T_1)\,\lambda(\theta-T_2)\,e^{-i(\omega_1-\omega_2)\theta+i(\vec k_1-\vec k_2)\vec r_{34}}+\text{к.с.} \qquad /10/$$

Разность аргументов $(\theta-T_2)-(\theta-T_1)=T_1-T_2=\vec r_{34}(\vec n_1-\vec n_2)$; ее можно переписать в виде $T_1-T_2=\vec r_{34}^{\perp}\,\vec r_{12}^{\perp}/L$, где $\vec r_{34}^{\perp}$ и $\vec r_{12}^{\perp}$ - проекции $\vec r_{34}$ и $\vec r_{12}$ на плоскость, перпендикулярную направлению наблюдения, а L - расстояние между областями, в которых расположены источники и детекторы /см. рис. 1/. Сходный член входит и в показатель экспоненты:

$$(\vec k_1-\vec k_2)\,\vec r_{34}=\frac{\vec r_{34}^{\perp}\cdot\vec r_{12}^{\perp}}{L}\,\omega+(\omega_1-\omega_2)\,r_{34}^{L}, \qquad /11/$$

где $\omega=(\omega_1+\omega_2)/2$, а r_{34}^{L} - продольная компонента $\vec r_{34}$.

Таким образом, расстояние между источниками r_{12} входит в /10/ только в виде проекции на плоскость,

перпендикулярную лучу зрения $\vec n\sim\vec n_1+\vec n_2$. Следовательно, продольные размеры источника нельзя определить с помощью опытов, основанных на использовании соотношения /10/. Заметим также, что, в отличие от продольных размеров источника, формула /10/ содержит продольные характеристики приемника /величины r_{34}^{L}, T_1 и T_2/.

Интересно сопоставить структуру аргументов быстро изменяющихся множителей выражений /1/ и /10/, соответствующих импульсно-энергетическому и пространственно-временному подходам.

В импульсно-энергетическом варианте опыта в аргумент экспоненты входит фаза

$$\alpha=(\vec k_3-\vec k_4)(\vec r_1-\vec r_2)-(\omega_3-\omega_4)(t_1-t_2)\,. \qquad /12/$$

В ней импульсы и энергии определяются свойствами детекторов, а координаты и моменты времени относятся к источникам. В пространственно-временном эксперименте в аргументе экспоненты стоит фаза

$$\beta=(\vec k_1-\vec k_2)(\vec r_3-\vec r_4)-(\omega_1-\omega_2)(t_3-t_4)\,. \qquad /12'/$$

Теперь импульсы и энергии определяются свойствами источников, а координаты и моменты времени относятся к детекторам. Источники и детекторы поменялись местами! В том приближении, в котором первый член /12'/ переходит в /11/, фазу α в /12/ можно записать в виде

$$\alpha=\vec r_{34}^{\perp}\,\vec r_{12}^{\perp}\,\frac{\omega}{L}-(\omega_3-\omega_4)(t_1-t_2-r_{12}^{L})\,. \qquad /11'/$$

Следовательно, в импульсно-энергетическом варианте опыта в формулы входят продольные размеры источника, зато продольные размеры области, занятой приемниками, безразличны.

3. Вернемся к формуле /10/. Входящие в нее корреляционные функции $\lambda(\theta-T_1)$ и $\lambda(\theta-T_2)$ обращаются в нуль при достаточно больших значениях аргументов.

В реальных условиях эти значения обычно оказываются очень большими по сравнению с величиной $(T_1 - T_2)$. Поэтому в дальнейшем можно считать $T_1 = T_2 = \tilde{T}$ и вместо /10/ писать

$$\langle |A|^2 \rangle \sim 1 + \left| \frac{\lambda(\theta - \tilde{T})}{\lambda(0)} \right|^2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)(\theta - \tilde{T}) - \frac{\omega}{L} \vec{r}^{\perp}_{34} \vec{r}^{\perp}_{12}] . \qquad /13/$$

Полученная формула относится к испусканию фотонов двумя элементарными источниками. Пусть теперь этих источников очень много и они распределены равномерно по поверхности круглого диска радиуса R, перпендикулярного к направлению наблюдения /или по поверхности шара, светящейся в соответствии с законом Ламберта/. Тогда надо проинтегрировать /13/ по поверхности диска, что приводит к выражению

$$\langle |A|^2 \rangle \approx 1 + \left| \frac{\lambda(\theta - \tilde{T})}{\lambda(0)} \right|^2 \left(\frac{2 J(\rho)}{\rho} \right)^2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)(\theta - \tilde{T})] , \qquad /14/$$

в котором аргумент функции Бесселя

$$\rho = \omega \, |\vec{r}^{\perp}_{34}| \, \phi \qquad /15/$$

связан с угловым радиусом звезды ϕ. Если диск имеет форму эллипса с полуосями A и B, то аргумент ρ выражается через проекции $\vec{r}^{\perp}_{34}$ на эти оси / r^A_{34} и r^B_{34} /,

$$\rho = \frac{\omega}{L} \sqrt{(r^A_{34} A)^2 + (r^B_{34} B)^2} = \frac{\omega}{L} r^{\perp}_{34} \sqrt{A^2 \cos^2 \Phi + B^2 \sin^2 \Phi} = \frac{\omega}{L} r^{\perp}_{34} \cdot KO,$$

а смысл расстояния KO ясен из рис. 2. Вращая плоскость детекторов, можно в принципе определить оси эллипса. Если детекторы выделяют некоторую полосу частот от $\omega - \Delta\omega/2$ до $\omega + \Delta\omega/2$, то /14/ надо проинтегрировать по ω_1 и ω_2. Тогда получим

$$\langle |A|^2 \rangle \sim 1 + \left| \frac{\lambda(\theta - \tilde{T})}{\lambda(0)} \right|^2 \left[\frac{2 J_1(\rho)}{\rho} \; \frac{\sin \frac{\Delta\omega}{2}(\theta - \tilde{T})}{\frac{\Delta\omega}{2}(\theta - \tilde{T})} \right]^2 . \qquad /16/$$

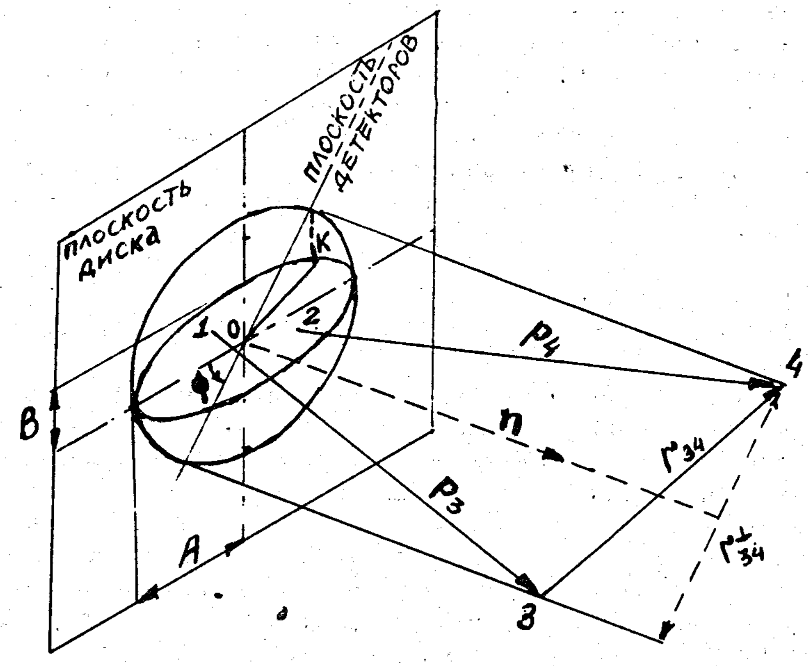

Рис. 2. Схема опыта. Плоскость детекторов проходит через точки O,3,4. Эллиптический диск получается сжатием круглого. При этом точка пересечения плоскости детекторов с окружностью переходит в точку K .

Формулы /13/ и /16/ обосновывают принципиальную возможность определения угловых размеров звезды и времени корреляции элементарных источников в пространственно-временном варианте интерференционного опыта. Варьируя с помощью радиотехнических задержек величину θ, можно обратить в нуль аргумент $\theta - \tilde{T}$, после чего /13/ и /16/ переходят в

$$\langle|A|^2\rangle_{\theta=\tilde{T}} \sim \approx 1 + \left[\frac{2J_1(\rho)}{\rho}\right]^2 . \qquad /17/$$

Последующая вариация параметра ρ позволяет измерить угловой радиус ϕ. С другой стороны, измерение зависимости величины $\langle|A|^2\rangle$ от задержки θ при фиксированном значении ρ дает возможность выяснить структуру функции корреляции $\lambda(\theta)$ и определить длительность времени корреляции. Следует, впрочем, отметить, что в астрономии последней величиной фактически не интересуются.

§3. Синтез двух типов интерференционных корреляций

Выше рассмотрены два различных варианта корреляционного эксперимента: импульсно-энергетический и пространственно-временной. Покажем, что, в принципе, возможен и единый, более общий подход, который в одном предельном случае реализует пространственно-временной вариант, в другом - импульсно-энергетический.

Предположим, что возбужденные атомы, расположенные в точках 1 и 2, имеют одинаковую естественную ширину Γ. В точках 3 и 4 пусть находятся одинаковые резонансные рассеиватели с естественной шириной γ. Вблизи тех же точек помещена пара счетчиков, причем каждый из счетчиков регистрирует момент попадания фотона, рассеянного только "своим" рассеивателем. Тогда характер интерференционных явлений, возникающих в такой установке, зависит от величины отношения γ/Γ: при $\gamma/\Gamma \gg 1$ реализуется пространственно-временной вариант, при $\gamma/\Gamma \ll 1$ - импульсно-энергетический.

Рассчитаем вероятность срабатывания счетчиков 3 и 4 в моменты времени t_3 и t_4, предполагая для простоты, что оба атома 1 и 2 возбуждены одновременно при $t=0$. Амплитуда испускания атомом 1 фотона с частотой ω пропорциональна величине $\dfrac{\Gamma}{\omega-\omega_1+i\Gamma/2}$;

амплитуда рассеяния такого фотона рассеивателем 3 пропорциональна /9/ $\dfrac{\gamma}{\omega-\omega_3+i\gamma/2}$; амплитуда срабатывания счетчика 3 в момент t_3 пропорциональна произведению двух этих дробей и содержит еще множитель $\exp[-i\omega(t_3-r_{13})]$, учитывающий запаздывание при распространении поля от точки 1 до точки 3. Аналогичным образом строится и амплитуда срабатывания счетчика 4 от фотона частоты Ω, испущенного атомом 2. В итоге мы приходим к выражению

$$A'(\omega,\Omega) = \frac{\Gamma\gamma\exp[-i\omega(t_3-r_{13})]}{(\omega-\omega_1+i\Gamma/2)(\omega-\omega_3+i\gamma/2)} \cdot \frac{\Gamma\gamma\exp[-i\Omega(t_4-r_{24})]}{(\Omega-\omega_2+i\Gamma/2)(\Omega-\omega_4+i\gamma/2)} .$$

К нему надо добавить сходное выражение

$$A''(\omega,\Omega) = \frac{\Gamma\gamma\exp[-i\omega(t_3-r_{23})]}{(\omega-\omega_2+i\Gamma/2)(\omega-\omega_3+i\gamma/2)} \cdot \frac{\Gamma\gamma\exp[-i\Omega(t_4-r_{14})]}{(\Omega-\omega_1+i\Gamma/2)(\Omega-\omega_4+i\gamma/2)} ,$$

соответствующее излучению частоты ω атомом 2, а частоты Ω - атомом 1. Поскольку моменты срабатывания счетчиков точно фиксированы, частоты ω и Ω оказываются полностью неопределенными. Поэтому полученную сумму следует еще проинтегрировать по ω и Ω. Тогда получаем окончательное выражение

$$A(t_3,t_4) \approx \int d\omega d\Omega\,[A'(\omega,\Omega) + A''(\omega,\Omega)] . \qquad /18/$$

После интегрирования получаем

$$A(t_3,t_4) = F_{13}F_{24} + F_{14}\cdot F_{23} , \qquad /19/$$

где

$$F_{jk} = \gamma\Gamma \frac{\exp[-i(\omega_j - i\Gamma/2)(t_k-r_{jk})] - \exp[-i(\omega_k - i\gamma/2)(t_k-r_{jk})]}{\omega_j-\omega_k-i(\Gamma-\gamma)/2} \times$$
$$\times\, \Theta(t_k - r_{jk}) . \qquad /20/$$

Интересующая нас вероятность срабатывания счетчиков

$$W(t_3,t_4) = |A(t_3,t_4)|^2,$$

то есть

$$W(t_3,t_4) = |F_{13}F_{24} + F_{14}F_{23}|^2. \qquad /21/$$

Дальнейшая задача состоит в выяснении предельного поведения вероятности $W(t_3,t_4)$ при $\gamma/\Gamma \to 0$ и при $\gamma/\Gamma \to \infty$. В первом случае частота рассеиваемых фотонов фактически совпадает с собственными частотами рассеивателей ω_3 и ω_4; можно поэтому ожидать реализации импульсно-энергетического варианта, при котором фиксируются частоты фотонов, а зависимость от t_3 и t_4 исчезает. Наоборот, при $\gamma/\Gamma \to \infty$ рассеивание не оказывает никакого влияния на частоту рассеиваемых фотонов, "работают" фактически лишь счетчики, отмечающие моменты регистрации. В этих условиях естественно ожидать реализации пространственно-временно́го варианта.

Действительно, когда ширина Γ фиксирована, а отношение $\gamma/\Gamma\to\infty$, вторые экспоненты в числителе выражения /20/ исчезают, а дробь $\gamma/[\omega_j - \omega_k - i(\Gamma - \gamma)/2] \to -2i$. Поэтому амплитуда принимает вид

$$A(t_3,t_4) \approx \exp[-(i\omega_1 + \Gamma/2)(t_3 - r_{13})]\exp[-(i\omega_2+\Gamma/2)(t_4 - r_{24})]\times$$

$$\times\Theta(t_3 - r_{13})\,\Theta(t_2 - r_{24}) +$$

$$+\exp[-(i\omega_1 + \Gamma/2)(t_4 - r_{14})]\exp[-(i\omega_2 + \Gamma/2)(t_3 - r_{23})]\times$$

$$\times\Theta(t_4 - r_{14})\,\Theta(t_3 - r_{23}),$$

совпадающий с /9/, поскольку в рассматриваемой задаче токи g_1 и g_2 с точностью до постоянного множителя равны $\exp(-\Gamma t/2)\,\Theta(t)$.

Пусть теперь при фиксированной ширине Γ отношение $\gamma/\Gamma\to 0$, т.е. $\gamma\to 0$. Тогда практически для всех значений t_3 и t_4 в числителях выражения /20/ можно пренебречь первыми экспонентами. Поэтому амплитуда

$$A(t_3,t_4) \approx \frac{\exp[-i\omega_3(t_3 - r_{13})]\exp[-i\omega_4(t_4 - r_{14})]}{(\omega_1 - \omega_3 - i\Gamma/2)(\omega_2 - \omega_4 - i\Gamma/2)}\Theta(t_3 - r_{13})\Theta(t_4 - t_{24}) +$$

$$+\frac{\exp[-i\omega_4(t_4 - r_{14})]\exp[-i\omega_3(t_3 - r_{13})]}{(\omega_1 - \omega_4 - i\Gamma/2)(\omega_2 - \omega_3 - i\Gamma/2)}\Theta(t_4 - r_{14})\,\Theta(t_3 - r_{23})$$

содержит общий множитель $\exp(-i\omega_3 t_3 - i\omega_4 t_4)$, выпадающий из выражения для вероятности $W(t_3,t_4)$. Последнее имеет вид

$$W \sim \left|\frac{\exp(i\omega_3 r_{13} + i\omega_4 r_{24})}{(\omega_1 - \omega_3 - i\Gamma/2)(\omega_1 - \omega_4 - i\Gamma/2)}\Theta(t_3 - r_{13})\Theta(t_4 - r_{24}) + \right. \qquad /22/$$

$$\left. + \frac{\exp(i\omega_4 r_{14} + i\omega_3 r_{23})}{(\omega_1 - \omega_4 - i\Gamma/2)(\omega_2 - \omega_3 - i\Gamma/2)}\Theta(t_3 - r_{23})\,\Theta(t_4 - r_{14})\right|^2.$$

При достаточно длительном наблюдении /возможность которого обеспечивается условием $\gamma\to 0$ / аргументы Θ-функций становятся положительными, сами Θ-функции выпадают и /22/ переходит в

$$W \sim \left|\frac{e^{i(\omega_3 r_{14} + \omega_4 r_{24})}}{(\omega_1 - \omega_3 - i\Gamma/2)(\omega_2 - \omega_4 - i\Gamma/2)} + \frac{e^{i(\omega_4 r_{14} + \omega_3 r_{23})}}{(\omega_1 - \omega_4 - i\Gamma/2)(\omega_2 - \omega_3 - i\Gamma/2)}\right|^2,$$

т.е. возникает формула, описывающая импульсно-энергетический вариант интерференционного опыта /при сопоставлении с /1/ надо учесть, что сейчас $t_1 = t_2$ /.

Проведенные рассуждения показывают, что пространственно-временные и импульсно-энергетические интерференционные двухчастичные корреляции действительно имеют единую природу и являются всего лишь различными предельными случаями более общего физического явления. Заметим, что это заключение не связано с конкретными особенностями избранной нами модели рассеивателей с варьируемой шириной γ . К тому же результату мы пришли бы, если бы в точках 3 и 4 находились любые другие частотные фильтры, настроенные на частоты ω_3 и ω_4 и обладающие варьируемой шириной полосы пропускания.

Авторы благодарны В.Л.Любошицу за важные замечания.

Литература

1. *Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий. ЯФ. 15, 392 /1972/.*
2. *Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 18, 656 /1973/.*
3. *Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий. ЯФ, 19, 434 /1974/.*
4. *E.V.Shuryak. Phys.Lett., 44B, 387 (1973).*
5. *G.Cocconi. Phys.Lett., 49B, 459 (1974).*
6. *В.И.Слыш. УФН, 87, 471 /1965/.*
7. *Р.Хэнбери-Браун. УФН, 108, 529 /1972/.*
8. *G.I.Kopylov. Phys.Lett., 50B, 472 (1974).*
9. *В.Гайтлер. Квантовая теория излучения. ИЛ., М., 1956, гл. 5.*
10. *С.М.Рытов. Введение в статистическую радиофизику. М., Наука, 1966, стр. 43.*

Рукопись поступила в издательский отдел 7 января 1975 года.

Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. P2 - 8512

Интерференция двухчастичных состояний в физике элементарных частиц и в астрономии

Проведено сравнение двух вариантов опыта по наблюдению интерференции двухчастичных состояний тождественных частиц.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Kopylov G.I., Podgoretsky M.I. P2 - 8512

The Interference of Two-Particle States in Particle Physics and Astronomy

See the Summary on the reverse side of the title-page.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975