

что соответствует нижней границе по массе частицы со спином $3/2$ для наблюдаемости процесса двухфотонного рождения пары (при предполагаемых максимальных энергиях в $\gamma\gamma$ -столкновениях до 300 Гэв), равной $m \leq \sqrt[6]{3\omega_{\text{пр}}} \approx 360$ Гэв.

В заключение автор выражает глубокую благодарность академику АН БССР Ф. И. Федорову и И. С. Сацукевичу за внимание к работе.

Summary

Differential and total cross-sections of two-photon production of a pair $3/2$ -spin particles have been obtained with regard to photon polarizations.

Литература

1. Jonson K., Sudarshan E. C. G.—Ann. Phys. (N. Y.), 1961, vol. 13, p. 126—145.
2. Vello G., Zwanziger D.—Phys. Rev., 1969, vol. 186, N 5, p. 1337—1341.
3. Rarita W., Schwinger J.—Phys. Rev., 1941, vol. 60, p. 61—64.
4. Nieuwenhuisen P.—Phys. Rep., 1981, vol. 68, N 4, p. 191—395.
5. Flewry N., Lopes J. L., Spehler D.—Lett. Nuovo Cim., 1983, vol. 30, N 13, p. 401—408.
6. Alles W., Alles Borelli V.—Nuovo Cim., 1976, vol. 35A, N 1, p. 125—137.
7. Lopes J. L., Simoes J. A. M., Spehler D.—Phys. Rev. D, 1981, vol. 23, N 3, p. 797—799.
8. Taylor J. G.—Phys. Lett., 1980, vol. 90B, N 1, 2, p. 143—144.
9. Petraš M.—С. S. fysik. Casopis, 1955, vol. 5, p. 160—170.
10. Исаев П. С.—ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып. 1, с. 82—129.
11. Гинзбург И. Ф., Коткин Г. Л., Сербо В. Г., Тельнов В. И.—Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, с. 514—517.
12. Гинзбург И. Ф., Коткин Г. Л., Панфиль С. Л., Сербо В. Г.—ЯФ, 1983, т. 38, вып. 10, с. 1021—1032.
13. Федоров Ф. И.—ЖЭТФ, 1958, т. 35, вып. 2(8), с. 493—500.
14. Гурин Н. И.—Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук, 1983, № 2, с. 98—103.
15. Strubbe H.—Comp. Phys. Comm., 1974, vol. 8, p. 1—30.
16. Федоров Ф. И. Группа Лоренца.—М.: Наука, 1981.—384 с.
17. Федоров Ф. И. Теория гиротропии.—Мн.: Наука и техника, 1976.—456 с.
18. Галынский М. В.—Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук, 1981, № 2, с. 89—97.
19. Герштейн С. С., Ландсберг Л. Г., Фоломешкин В. Н.—ЯФ, 1972, т. 15, вып. 2, с. 345—350.
20. Гинзбург И. Ф., Панфиль С. Л.—ЯФ, 1982, т. 36, вып. 6, с. 1461—1467.
21. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика.—М.: Наука, 1980.—704 с.

Институт физики
АН БССР

Поступила в редакцию
23.04.84

УДК 536.758

И. И. НАРКЕВИЧ, С. И. КЛИНЦЕВИЧ

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПОЛЯ ПЛОТНОСТИ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ СО СРЕДОЙ В ПРИБЛИЖЕНИИ ЛИНЕЙНОЙ РЕАКЦИИ. II. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАТУХАНИЯ И АНИЗОТРОПИИ ОТКЛИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В работе [1] показано, что с помощью статистического метода условных распределений [2] можно решить вопрос о влиянии флуктуаций поля плотности на потенциалы средних сил, описывающие взаимодействие выделенной частицы с неоднородной средой. Эти потенциалы определяют в конечном счете, эффективный гамильтониан системы (плотности

всех термодинамических функций). Знание отклика (изменения) потенциалов на микронеоднородности среды необходимо для изучения термодинамических флуктуаций.

В данной работе изучается характер откликов с целью установления физических причин, определяющих пространственное затухание и анизотропию влияния флуктуаций в среде, что с неизбежностью находит свое отражение в структуре основной системы интегральных уравнений (см. (2) из [1]).

Локальное изменение плотности в среде влияет на характер распределения частиц системы в окрестности выделенного физически малого объема, испытывающего флуктуацию плотности. Вследствие этого деформируются младшие — унарная и бинарная функции распределения, которые являются функционалами от поля флуктуаций плотности.

Их явная зависимость от плотности (через нормировку) приводит к дельтообразному источнику в системе интегральных уравнений (первичный отклик среды). Интегральные члены этой системы учитывают неявную зависимость функций распределения от флуктуаций (посредством потенциалов средних сил). Таким образом, релаксация структурных свойств среды, вызванная флуктуациями плотности, соответственно отразилась в структуре интегральных уравнений для отклика потенциалов средних сил.

Предложенная в [1] и реализованная на ЭВМ ЕС-1022 итерационная процедура решения системы интегральных уравнений быстро сходится в области кристаллического состояния вещества (например, при температуре $\theta=1$ и молекулярном объеме $v=0,95$). Это является отражением сильного пространственного затухания возмущений в кристалле (температура и объем обезразмерены параметрами потенциала Леннарда—Джонса).

Все функции отклика получены после шести итераций на ЭВМ, что обеспечило относительную точность двух последовательных приближений не менее 10^{-3} , достаточную для решения поставленной в работе задачи. Решаемая система уравнений такова, что для реализации каждой последующей итерации необходимо все больше машинного времени в связи с тем, что объем вычислений сильно увеличивается за счет расширения области определения массива $A(L, M, N)$ (который содержит искомые решения, см [1]) после каждой итерации по переменной M на 2 единицы и N на 1 единицу ($L=30$ независимо от номера итераций). Время (в минутах), необходимое для итерации с номером n , определяется по формуле

$$T_n = 4,8 (n + 1)^2. \quad (1)$$

После шести итераций (на что потребовалось ~ 11 ч машинного времени) функции отклика потенциала средних сил найдены для прямоугольника $M=1-14$, $N=1-7$ (см. схему на рис. 2 в [1]). Полученный массив значений функций отклика позволяет исследовать влияние возмущения плотности во всех ячейках, лежащих на первых 36 координационных сферах гранецентрированной решетки кристалла и тех ячейках, принадлежащих 37—72 координационным сферам, центры которых имеют координаты x и y ($z=0$) не больше $6b$ в системе координат, связанный с тремя ячейками (см. рис. 2 в [1], $b=1,12\sqrt{\omega}$ — расстояние между ближайшими соседями).

Полученные зависимости функции $f(L)$ для разных значений M и N приведены на рис. 1—3. Напомним [1], что функция $f(L)$ является частной производной (в пределе функциональной производной) от $\exp \left\{ -\frac{1}{\theta} \Phi_{ij} (q^i, \{n_h\}) \right\}$ по плотности в ячейке ω_{ij} , вычисленной в состоянии с однородным распределением плотности при $\{n_h\} = \bar{n}$:

$$f(L) = \frac{\partial}{\partial n_r} \left[\exp \left\{ -\frac{1}{\theta} \Phi_{ij}(q^i, \{n_k\}) \right\} \right] \Big|_{\langle n_k \rangle = \bar{n}} =$$

$$= A(L, M, N) \exp \left\{ -\frac{1}{\theta} \Phi_{ij}(L) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\Phi_{ij}(L)$ — потенциал средних сил для однородной системы. В проведенных численных расчетах для идеального кристалла среднее число частиц в ячейке $\bar{n} = \omega/v$ принято равным 0,999989 (вместо $\bar{n} = 1$; $v = 0,95$, $\omega = 0,94999$).

На каждом рисунке в соответствующем масштабе представлено семейство кривых $f(L)$ (определяющих отклик потенциала средних сил), полученное при смещении ячейки с возбужденной плотностью в одном из трех выбранных направлений от центральной ячейки ω_j , совпадающей с началом координат: вдоль положительного направления оси x (рис. 1), в отрицательном направлении оси x (рис. 2) и в перпендикулярном к оси x (вдоль оси y (рис. 3)). Заметим, что ось x является осью аксиальной симметрии для отклика взаимодействия. Для кривой, определяющей отклик на возмущение в центральной

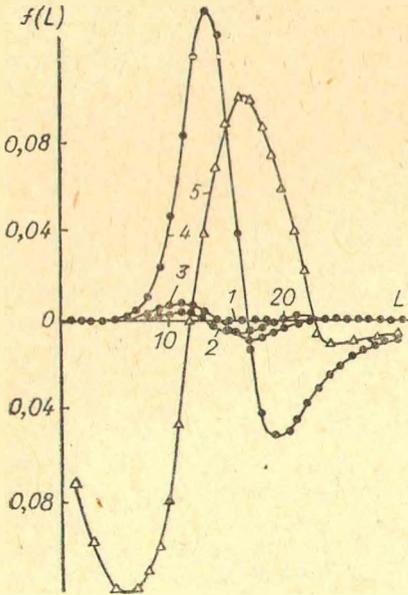


Рис. 1. Зависимость отклика взаимодействия Φ_{ij} от расстояния при разных значениях M ($M=4$ (1), 5 (2), 6 (3), 7 (4), 8 (5) и фиксированном $N=1$, $\mu=10$ — масштабный множитель для кривой 5

ячейке, на разных рисунках введены различные масштабные множители μ в связи с сильным различием в абсолютных значениях этого отклика и других, полученных от флуктуаций в остальных ячейках избранного направления. На этой кривой (для удобства сравнения и анализа данных) расчетные точки изображены треугольниками, а на всех других — точками.

Рассматривая кривые на рис. 1—3, прежде всего заметим, что при удалении возмущения от начала координат (ячейки ω_j) функции отклика сглаживаются, приближаясь к нулю, что указывает на пространственное затухание влияния флуктуаций плотности на взаимодействие, описываемое потенциалом Φ_{ij} . Это затухание сопровождается сильной анизотропией. Так, при сдвиге на одну ячейку из начала координат в отрицательном направлении оси x (рис. 2) наибольшее значение (по абсолютной величине) отклика уменьшилось приблизительно в 3 раза, при сдвиге вдоль положительной оси x (рис. 1) оно уменьшилось почти на порядок, а в перпендикулярном направлении — в 30 раз (рис. 3).

Обращает на себя внимание различие в форме кривых, приведенных на разных рисунках, что указывает на немонотонное (скачкообразное) изменение отклика, получаемого от ячеек, принадлежащих разным направлениям. В пределах каждого данного направления изменения носят относительно монотонный характер (максимумы и минимумы уменьшаются и сдвигаются в определенном направлении). Семейства кривых (за исключением кривых 5, 1, $N=1$) на рис. 1 и 2 являются как бы зеркаль-

ными отображениями друг друга (с учетом сдвигов и деформаций). Это значит, что флуктуации в ячейках, принадлежащих двум противоположным направлениям, оказывают обратное (хотя и в разной степени) влияние, несколько компенсируя друг друга при флуктуациях плотности $\Delta n_p = n_p - \bar{n}$ одного знака и усиливая воздействие при флуктуациях разных знаков. Указанные семейства можно получить из кривой, определяющей отклик для центральной ячейки и имеющей три критические точки (два минимума и расположенный между ними максимум), тогда как все другие кривые (кроме 2 на рис. 3) имеют две критические точки. Семейство на рис. 1. получается сдвигом кривой 5 влево с одновременным исчезновением левого минимума и формированием более четко выраженного правого минимума (естественно, что численные значения изменяются при переходе от одной кривой к другой). Семейства на рис. 2 и 3 можно получить сдвигом кривой 1 (рис. 2) или кривой 1 (рис. 3) вправо с одновременным исчезновением уже правого минимума (на кривой 2 рис. 3 правый минимум еще присутствует).

Таким образом, отмеченное выше различие приведенных семейств кривых можно представить как результат постепенного сдвига центрального отклика в противоположных направлениях (с одновременным сглаживанием кривых). Численные значения отклика на малых расстояниях ($L < 10$) практически равны нулю, для всех кривых, кроме отклика для центральной ячейки. Это значит, что флуктуации плотности в этих ячейках практически не изменяют потенциал средних сил (см. кривую 2 на рис. 1 из [1]) в области сильного отталкивания, где значения функции $\tau_2 = \exp\left\{-\frac{1}{\theta} \varphi_{ij}\right\}$ также близки к нулю. Отклик на флуктуацию в центральной ячейке (взаимодействие с которой и описывается потенциалом φ_{ij}) отличен от нуля и в этой области ($|f(L)| \sim 1$). Увеличение плотности приводит к уменьшению значений функции τ_2 (увеличению значений потенциала средних сил) в области $1 \leq L < 12$ и $23 < L \leq 30$ и их увеличению в промежуточной области $12 < L < 23$, соответствующей окрестности узла кристаллической решетки. Следовательно, увеличение плотности в ячейке ω_j приводит к более сильной локализации частицы в ячейке ω_i (φ_{ij} — потенциал средних сил взаимодействия частицы в ячейке ω_i с молекулами, распределенными в ячейке ω_j). Уменьшение плотности в объеме ω_j приводит к сглаживанию потенциала, что при определенных условиях (достаточно развитых флуктуациях) и приводит, очевидно, к делокализации частицы, которая наглядно проявляется при плавлении кристалла. Полученные здесь кривые откликов позволяют судить о количественной связи между флуктуациями взаимодействия в среде.

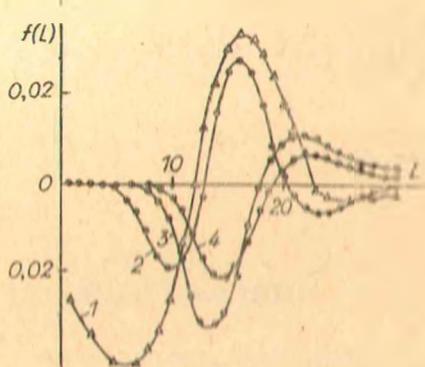
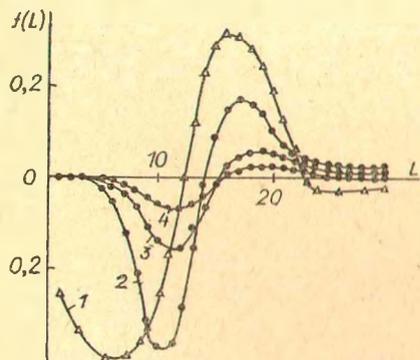


Рис. 2. Зависимость отклика взаимодействия φ_{ij} от расстояния L при $M=8$ (1), 9 (2), 10 (3), 11 (4) и $N=1$, $\mu=3$

Рис. 3. Зависимость отклика взаимодействия φ_{ij} от расстояния L при $M=8$ и $N=1$ (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4), $\mu=30$

В отношении сильной анизотропии отклика следует сказать следующее. Отклик на флуктуацию плотности в центральной ячейке практически определяется величиной функции источника. Если же ячейку с возмущением плотности сместить в отрицательном направлении оси x (назад), то нормировка двухчастичной коррелятивной функции ячеек ω_i и ω_j не изменяется. Тогда не будет первичного, наиболее сильного отклика. Основной же вклад дают вторичные отклики, вычисленные через первичные для соседних ячеек. В результате отклик от такой флуктуации в три раза будет меньшим, чем от возмущения плотности в центральной ячейке.

Если же ячейка с флуктуацией сместится на одну ячейку вперед (вдоль оси x), то это скажется только косвенно через отклики в соседних ячейках. Причем вклад будет тем меньшим, чем длиннее путь распространения влияния возмущения до центральной ячейки. В данном случае наименьший путь проходит через одну промежуточную ячейку. Имеет место эффект третьего порядка (на порядок уменьшается отклик).

Неравноправность сдвига ячеек «вперед» и «назад» связана с неэквивалентным расположением флуктуаций в этих ячейках по отношению к двум избранным ячейкам. В этом и проявляется влияние неоднородностей порядка молекулярных размеров (микронеоднородности).

Может показаться несколько неожиданным уменьшение отклика в 30 раз при сдвиге вдоль оси y (т. е. вправо). В самом деле, эта ячейка, так же как и ячейка с координатами $M=9, N=1$ при сдвиге назад, является ближайшей для центральной ячейки. Следовательно, деформация бинарной функции от возмущения в этих ячейках приблизительно одинакова. Однако потенциал Φ_{ij} сильнее зависит от деформации в продольном направлении (вдоль линии, соединяющей центры i и j ячеек), чем в перпендикулярном (боковом) направлении, так как усредняемая функция $(f(r) = \exp\left\{-\frac{1}{\theta}\Phi\left(\left|q^i - q^j\right|\right)\right\})$ зависит от расстояния между двумя молекулами.

Summary

A system of integral equations deduced earlier is used to investigate the spatial damping and anisotropy of response of the average force potentials on micrononuniformities of a density field.

Литература

1. Наркевич И. И., Клинецвич С. И., Ротт Л. А.—Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук, 1984, № 5, с. 91—94.
2. Ротт Л. А. Статистическая теория молекулярных систем.—М.: Наука, 1979.—280 с.

Белорусский технологический институт
им. С. М. Кирова

Поступила в редакцию
27.12.82

УДК 539.12

В. И. ЛАШКЕВИЧ

КОМПТОН-ЭФФЕКТ НА ЧАСТИЦЕ, ОПИСЫВАЕМОЙ УРАВНЕНИЯМИ ШТЮКЕЛЬБЕРГА

Описание векторного мезона на основе уравнений Штюкельберга рассматривалось в ряде работ. Так, в [1—3] был рассмотрен вариант мезонной теории, в которой предполагается существование у векторной частицы скалярного партнера. В результате эта теория оказывается перенормируемой, а сечения рассеяния конечными (заметим, что в тео-