Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.12, стр.961 - 964

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ УСИЛЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ВОЛН НА УСИЛИВАЮЩЕЙ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СРЕДЕ

А.Ю.Зюзин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 28 апреля 1995 г.

Рассматривается распространение волн в квазибаллистической неупорядоченной усиливающей среде. Показано, что в такой среде существует эффект слабой локализации в отражении назад. Вблизи порога генерации рассчитана форма пика. Показана возможность интерференционного усиления прохождения в направлении, соответствующем обращению компоненты волнового вектора касательной к поверхности.

Эффект слабой локализации в отражении назад от неупорядоченных сред представляет собой хорошо изученное явление [1]. В работе [2] было показано, как этот эффект модифицируется в усиливающей среде. Вблизи порога генерации такой системы в отражении назад появляется узкий пик, который можно еще интерпретировать как флуктуационное усиление слабой локализации вблизи фазового перехода в неупорядоченной оптической системе. Обратная связь, необходимая для генерации, обеспечивается за счет случайного многократного рассеяния [3], которое определяет диффузионный характер распространения радиации в среде. В недавнем эксперименте [4] наблюдали генерацию в среде, которая отличается от среды, рассмотренной в [2,3], в том смысле, что поперечный размер среды не превышал длину свободного пробега фотонов, так что прохождение фотонов через пластину было квазибаллистическим.

В настоящей работе мы покажем, что при рассеянии на такой тонкой среде появляется канал для локализационного эффекта в рассеянии света, оценим величину отражения назад и прохождения вблизи порога генерации. Мы также рассмотрим условия, необходимые для возникновения генерации.

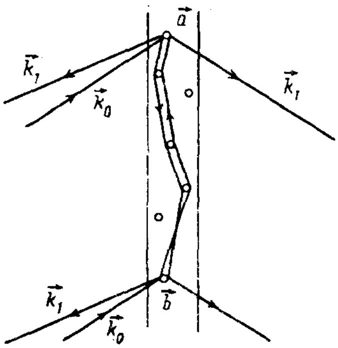

Рис.1. Схематичное изображение пути рассеяния i в сечении усиливающей среды. Белыми кружками помечены рассеиватели

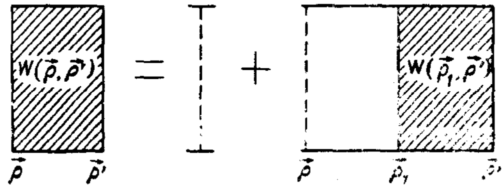

Рис.2.

Появление канала, связанного с эффектом слабой локализации, можно пояснить следующим образом. Пусть на образец, представляющий собой пластину, падает монохроматическая плоская волна с волновым вектором $\mathbf{k}_0$. Рассмотрим интерференцию волн, проходящих по путям, как это изображено на рис.1. Первая волна проходит диффузионный путь i, начинающийся в точке a, и выходит из пластины в направлении волнового вектора $\mathbf{k}_1$, рассеявшись последний раз в точке b. Мы рассматриваем упругое распространение так, что $|\mathbf{k}_1| = |\mathbf{k}_0|$. Вторая волна проходит в пластине этот же путь в противоположном направлении. Вклад в рассеяние от этих волн пропорционален величине

$$W_i(\mathbf{a}, \mathbf{b})[1 + \cos(\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1)(\mathbf{a} - \mathbf{b})]. \quad (1)$$

Здесь $W_i(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ есть вероятность волне пройти по пути i из точки a в точку b. В обычном образце эта вероятность экспоненциально убывает, когда $|\mathbf{a} - \mathbf{b}|$ превышает длину свободного пробега, так как с подавляющей вероятностью волна покинет пластину из-за рассеяния на дефектах. В условиях отрицательного поглощения появляется конечная (не экспоненциально малая) вероятность прохождения волной в пластине расстояний, много больших длины свободного пробега, так как уход волны через боковые грани пластины можно компенсировать когерентным усилением.

В этих условиях возникает интерференционное усиление рассеяния от пластины в направлении $\mathbf{k}_0 = -\mathbf{k}_1$. В направлении прошедшей через пластину волны, имеющей компоненту волнового вектора в плоскости пластины такую, что $(\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1)_{\parallel} = 0$, сокращается большая случайная фаза, связанная с движением волны вдоль образца. Интерференционное слагаемое в (1) в этом случае пропорционально $\cos(\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1)_{\perp}(\mathbf{a} - \mathbf{b})_{\perp}$ и определяется поперечными составляющими волновых векторов. Усиление прохождения в этом направлении возможно, когда толщина пластины d порядка длины волны.

Для нахождения коэффициента отражения необходимо вычислить сумму вероятностей перехода $W_i(\mathbf{a}, \mathbf{b})$ по всем путям i, проходящим в пластине, и проинтегрировать по координатам a и b. Средняя вероятность перехода находится из уравнения, которое графически представлено на рис.2. Штриховые линии на рисунке описывают рассеяние, которое определяет длину свободного пробега l_{imp}. Сплошные линии соответствуют функциям Грина. Мы рассмотрим это уравнение при $l \geq d$ и подставим в него усредненный по сечению пластины квадрат модуля функции Грина, которая при однородном усилении дается выражением $(4\pi r)^{-1} \exp\{(ik - 1/2l)r\}$, где $l^{-1} = l_{imp}^{-1} - l_a^{-1}$ есть разность обратных длин свободного пробега l_{imp} и длины усиления l_a.

Усредненная по сечению пластины вероятность перехода на расстояния, превышающие l, дается решением диффузионного уравнения, к которому в этом случае сводится уравнение, изображенное на рис.2 ($\vec{\rho}$ есть координата в плоскости пластины):

$$\{1 - A_0 - A_1 \vec{\nabla}_\rho^2\} W(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = \frac{4\pi}{l_{imp} d} \delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}'), \tag{2}$$

где введено обозначение

$$A_f = \frac{1}{4\pi l_{imp} d} \int_0^d \partial z \partial z_1 \int \partial \vec{\rho} (\rho/2)^{2f} (\rho^2 + (z - z_1)^2)^{-1} \exp\left\{-\frac{\sqrt{\rho^2 + (z - z_1)^2}}{l}\right\},$$

$1 - A_0 = 0$ есть уравнение на критическую длину усиления l_{0a}. Оно всегда имеем решение, поскольку A_0 логарифмически растет, когда $l \to \infty$. При $2l_{imp} \gg d$ имеем решение $l_0^{-1} \equiv l_{imp}^{-1} - l_{0a}^{-1} \infty d^{-1} \exp\left(-\frac{2l_{imp}}{d}\right\}$. В случае $2l_{imp} \approx d$ критическое значение длины усиления порядка толщины пластины. Второй коэффициент в (2) равен $A_1 \approx l^2 d/8 l_{imp}$.

Сумма по путям величины (1) выражается через фурье-образ решения уравнения (2) так, что в итоге получаем вблизи порога генерации при $l > d$ для коэффициента отражения $R(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1)$, определяемого как отношение потока, рассеянного в направлении $\mathbf{k}_1$, к величине падающего на нее потока, соотношение

$$R(\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1) \approx \frac{8\pi}{\Delta} + \frac{8\pi}{\Delta + \frac{l_0^2}{4}(\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1)_{\|}^2}, \qquad \Delta = \frac{l_0 - l}{l}. \tag{3}$$

Первое слагаемое в (3) соответствует первому члену в (1) и описывает диффузное рассеяние. Отметим, что при многократном рассеянии происходит усиление амплитуды волны, так что вблизи порога генерации интенсивность рассеянного света много больше, чем интенсивность падающей волны.

В заключение отметим, что выражения (1) и (3) справедливы в случае прохождения в направлении $(\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1)_{\|} = 0$ тогда, когда толщина пластины не превышает длину волны. В этом пределе длина l_0, которая определяет обратную ширину пика, растет, и сам пик экспоненциально сужается. Интерференционный эффект в прохождении убывает экспоненциально, когда толщина превышает длину волны.

---

1. Yu.N.Barabanenkov, Yu.A.Kravtsov, V.D.Ozrin, and A.I.Saichev, Enhanced backscattering, In: *Progress in Optics*. Ed. E.Wolf (North-Holland, Amsterdam, 1991), vol. **29**, 65.

2. A.Y.Zyuzin, Europhys. Lett. **26**, 517 (1994).
3. В.С.Летохов, ЖЭТФ **53**, 1442 (1967).
4. N.M.Lawandy, R.M.Balachandran, A.S.L.Gomes and E.Sauvaln, Nature **386**, 436 (1994).

Письма в ЖЭТФ, том 61, вып.12, стр.964 - 969

О МЮОННОЙ СПИНОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ТВЕРДОМ ^{3}He

Е.П.Красноперов[1)], *Е.Е.Мейлихов*, *К.Байнс*[+1)], *Д.Герлах*[+1)], *Г.Шолт*[+1)], *У.Циммерманн*[+1)], *Д.Г.Ещенко*[*1)]

Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия

[+]*Paul Scherrer Institute*
CH-5232 Viligen, Switzerland

[*]*Институт ядерных исследований*
117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 апреля 1995 г.

В твердом ^{3}He мюонная спиновая релаксация имеет немонотонную зависимость от температуры. Показано, что ее происхождение связано только с магнитным дипольным взаимодействием. Наблюдаемое сужение линии не согласуется с прыжковым механизмом движения положительно заряженной частицы в рамках известного активационного закона. При низких температурах обнаружено аномальное возрастание скорости релаксации под действием электрического поля.

Температурные особенности скорости деполяризации мюонов (μ^+) в металлах [1] и атома мюония ($\mathrm{Mu} = \mu^+ e^-$) в щелочно-галоидных соединениях [2] описываются теорией диффузии делокализованной частицы, слабо взаимодействующей с решеткой. Общая теория строится в предположении индуцированного фононами туннельного перехода частицы между двумя эквивалентными положениями в решетке, имеющими близкие уровни энергии [3]. Однако, в квантовых кристаллах гелия положительно заряженная частица (обычно это ион матрицы) за счет поляризационного притяжения деформирует решетку, и уровни энергии в соседних ячейках оказываются сильно разнесенными. Это снижает вероятность туннелирования и приводит к самолокализации частицы, формирующей заряженный комплекс. Движение заряженных частиц в квантовых кристаллах происходит, по-видимому, за счет перетекания вакансий, которые рассматриваются как делокализованные квазичастицы [4]. Число вакансий в высокотемпературной области (вблизи точки плавления) убывает по активационному закону, что и определяет экспоненциальное падение подвижности примесных частиц с понижением температуры [5,6]. Параметры диффузии заряженных и нейтральных частиц в этой области весьма близки,

1) E.P.Krasnoperov, E.E.Meilikhov, C.Baines, D.Herlach, G.Solt, U.Zimmermann, D.Eschenko