

силовых линий магнитного поля (см. рис. 2). Дойдя до сепаратрисы, разделяющей области замкнутых и разомкнутых силовых линий, токовая струя поворачивает и вдоль сепаратрисы возвращается на поверхность звезды. Так возникает замыкание продольных электрических токов в магнитосфере пульсара.

Решение нелинейных уравнений (1) возможно лишь при выполнении важного условия «согласования», связывающего величину безразмерного продольного тока  $i_0 = j_{||} \cdot 4\pi/\Omega B$  и электрического поля  $\beta$

$$\beta = -b(\chi) (1 - \sqrt{1 - a(\chi) i_0^2}). \quad (2)$$

Здесь  $\beta a(\chi) | \nabla \psi |$  — безразмерная напряженность электрического поля, а  $a(\chi)$  и  $b(\chi)$  — постоянные, зависящие от  $\chi$ , т. е. от угла наклона оси магнитного диполя к оси вращения. Соотношение согласования (2) играет роль нелинейного закона Ома для магнитосферы пульсара. При малых токах  $i_0 \ll 1$  электрическое поле  $\beta \sim -i_0^2$ . Отрицательный знак  $\beta$  означает, что вращение разомкнутой магнитосферы всегда затормаживается при наличии тока. Продольный ток, как видно из (2), ограничен по величине  $i_0 \leq i_{0c}(\chi) = a^{-1/2}(\chi)$ .

Продольные токи замыкаются током  $I_s$ , текущим по поверхности звезды. Пондеромоторное действие тока  $I_s$  приводит к торможению вращения звезды и к изменению со временем угла наклона осей  $\chi$ :

$$\frac{dP}{dt} \approx \frac{B_p^2 R^6}{P c^3 J_r} i_0 \cos \chi, \quad \sin \chi = \frac{P}{P_0} \sin \chi_0, \quad P = \frac{2\pi}{\Omega}. \quad (3)$$

Видно, что увеличение периода вращения звезды  $P$  пропорционально величине продольного тока  $i_0$ . Угол наклона осей  $\chi$  растет с увеличением периода. Если продольного тока нет (т. е. при полной коротации  $\psi = 0$ ,  $i_0 = 0$ ; рис. 1), торможение пульсара отсутствует, независимо от угла наклона осей  $\chi$ .

Полученные результаты (в рамках модели «завора» Рудермана — Сазерленда<sup>1)</sup>) использовались для анализа наблюдаемых параметров пульсаров. Несмотря на то, что при эволюции угол  $\chi$  у каждого пульсара стремится к  $90^\circ$ , число пульсаров, у которых в настоящее время возможно наблюдать оба магнитных полюса, согласуется с числом пульсаров, у которых наблюдается интеримпульс. С другой стороны, теория предсказывает, что при увеличении чувствительности существующей приемной аппаратуры на 1—3 порядка количество пульсаров, у которых будут наблюдаться интеримпульсы, должно резко возрасти.

Показано также, что в рамках нашей модели магнитное поле у каждого пульсара можно считать постоянным. Этот вывод согласуется со следующим из теории малым временем жизни пульсаров  $\tau \sim 3$ —10 млн. лет, которое находится в хорошем согласии также с наблюдаемым распределением пульсаров в Галактике<sup>2)</sup>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ruderman M. A., Sutherland P. G. — *Astrophys. J.*, 1975, v. 196, p. 51.
2. Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары. — М.: Мир, 1980.

530.145(048)

**Ю. М. Каган** Квантовая диффузия в неидеальных кристаллах. 1. В идеальном кристалле при  $T = 0$  любой дефект, в принципе, должен быть делокализован. Эта концепция была последовательно развита в работе Андреева и Лифшица<sup>1)</sup>, введших представление о квазичастичном зонном движении дефектов в квантовом кристалле.

Предельно слабая туннельная связь между эквивалентными положениями в кристалле приводит к тому, что уже при низкой температуре  $T$  и малой концентрации дефектов  $x$  диффундирующая частица оказывается в условиях сильного взаимодействия с динамическими и статическими флуктуациями, обуславливающего выраженную тенденцию к локализации частиц.

2. При любом характере элементарного акта туннелирования (переход в решетке междоузлий, обменный переход между соседними атомами, в том числе и с вовлечением целой группы атомов матрицы, обмен атомами между соседними молекулами и т. п.) адекватной оказывается обычная двухямная модель. Как известно, туннелирование приводит в этой модели к расщеплению  $\Delta_0$  первоначально вырожденных уровней, и возникающая в регулярном кристалле зона имеет ширину  $\Delta \approx Z \Delta_0$ . Для рассматриваемого класса явлений всегда  $\Delta \ll \omega_D$  ( $\omega_D$  — характерная энергия фононов) и, как правило,  $\Delta < T$ . Именно наличие малого энергетического параметра позволяет построить теорию квантовой диффузии в условиях сильного взаимодействия с флуктуациями среды<sup>2-5)</sup>.

3. При  $T \neq 0$  за счет колебаний атомов матрицы энергетические уровни в соседних ямах флуктуируют относительно друг друга. Если амплитуда этих флуктуаций

мала по сравнению с  $\Delta$ , то имеет место зонное движение частиц со слабым рассеянием на фононах. Однако, еще при весьма низких  $T$  относительное смещение уровней начинает превосходить  $\Delta$  и наступает динамическое разрушение зоны<sup>2, 3</sup>. Движение частиц полностью теряет зонный характер, хотя истинной локализации не наступает — в момент совпадения флуктуирующих уровней частица получает возможность когерентно (без возбуждения фононов при тунелировании) перейти в соседнюю яму. Интересно, что эффективная длина пробега  $l$  оказывается при этом малой по сравнению с межатомным расстоянием  $a$ . Найденное в<sup>2, 3</sup> общее решение задачи при произвольном соотношении между  $l$  и  $a$  приводит к значению коэффициента диффузии в форме

$$D = \frac{Za^2}{3} \frac{\Delta_0^3}{\Omega(T)}. \quad (1)$$

Фононные флуктуации здесь характеризуются величиной  $\Omega(T)$  — частотой затухания корреляции в положении частицы в соседних ямах. При низких  $T$  определяющими являются двухфононные процессы, и

$$\Omega(T) \approx 10^6 \omega_D \left( \frac{T}{\omega_D} \right)^9. \quad (2)$$

При  $\Omega \ll \Delta$ , когда движение носит зонный характер ( $l \gg a$ ), выражение (1) совпадает с найденным в<sup>1</sup>.

4. Малая ширина зоны обуславливает аномальную чувствительность когерентной квантовой диффузии к нарушению идеальности кристалла. Действительно, отдельный точечный дефект вызывает статическое смещение уровней, превосходящее  $\Delta$  в большой области радиуса  $r_0 \gg a$ , определенного соотношением  $\epsilon_{1m}(r_0) = \Delta$ . Наибольшую опасность представляют медленно спадающие возмущения. В диэлектрических кристаллах — это поле деформации вокруг дефекта, в металле к нему добавляется слабо спадающее возмущение электронной плотности (фриделевские осцилляции). В обоих случаях по масштабу

$$\epsilon(r) \approx U_0 \left( \frac{a}{r} \right)^3. \quad (3)$$

Уже при малой концентрации дефектов  $x$  сферы радиуса  $r_0$  начинают перекрываться и, начиная с некоторого значения  $x_c$ , при  $T \rightarrow 0$  наступает картина локализации, характерная для классической теории протекания. Из (3) легко заключить, что

$$x_c \approx \frac{\Delta}{U_0} \nu \ll 1, \quad (4)$$

где  $\nu$  — численный коэффициент, который содержит характерный перколяционный фактор.

При  $x \ll x_c$  и  $T = 0$  имеет место зонная диффузия с рассеянием на областях «исключенного объема» радиуса  $r_0$ . При этом  $D_0 \sim \Delta_0^3/x$ .

Вблизи критической концентрации

$$D(x) \approx D_0 Q(x), \quad Q(x) \approx \left( \frac{x_c - x}{x_c} \right)^t. \quad (5)$$

Принимая во внимание, что локальная длина свободного пробега  $l \sim r_0 \gg a$ , можно показать, что основное падение  $D$  вблизи  $x_c$  будет определяться перколяционным критическим индексом  $t \sim 1,8$ . Лишь в очень узкой области вблизи  $x_c$ , масштаб которой задается малым параметром  $a/r_0$ , происходит переход на режим квантовой локализации с соответствующим изменением критического индекса.

5. При  $T \neq 0$  взаимодействие с фононами приводит к делокализации частиц. Если для относительного сбоя уровней на соседних узлах справедливо неравенство  $\Delta < \epsilon_{r,r+g} < T$ , то для вероятности когерентного перескока из узла  $r$  в  $r + g$  имеем<sup>4, 5</sup>

$$W_{r,r+g} = \frac{2\Delta_0^3 \Omega(T)}{(\epsilon_{r,r+g})^2 + \Omega^2(T)}. \quad (6)$$

В области сильной локализации  $x > x_c'$ <sup>4, 5</sup>, где  $x_c'$  находится из условия перекрытия сфер радиуса  $r_0'$ , определенного соотношением

$$a \left| \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \right)_{r=r_0'} \right| = \Delta,$$

диффузионная задача сводится фактически к задаче проводимости трехмерной сетки со случайным распределением проводимости отдельных звеньев, определяемых (6). Значение  $D$  в общем случае зависит от вида дефектов и их распределения. Однако, температурная зависимость в наиболее интересных случаях может быть установлена непосредственно. Действительно, при низких  $T$ , когда  $\Omega(T) \ll \epsilon_{r,r+g}$ , из (6) сразу

следует

$$D = \frac{Za^2}{3} \frac{\Delta_0^2}{(\delta\epsilon)^2} \Omega(T), \quad \delta\epsilon = \alpha U_0 x^{4/3}, \quad (7)$$

и от усреднения зависит только численный коэффициент  $\alpha$ . Отсюда, с учетом (2), имеем

$$D \sim T^9. \quad (7')$$

В результате вместо зависимости  $D \sim T^{-9}$ , следующей из (1) при  $x \ll x_c$ , возникает обращенная температурная зависимость.

При более высоких температурах, когда  $\Omega(T) \gg \epsilon_{r,g}$ , снова имеет место универсальная зависимость от  $T$ , совпадающая с (1). При некотором промежуточном значении  $T_m$  коэффициент диффузии проходит через резкий максимум и от усреднения реально зависит только поведение в узком интервале вблизи  $T_m$ . Общий вид  $D(T)$  приведен на рисунке. Правая возрастающая ветвь отвечает активационным процессам (классическая надбарьерная или некогерентная подбарьерная диффузия, вакансионная диффузия). Для сравнения приведена зависимость  $D(T)$  при  $x \ll x_c$  (кривая 2).

При достаточно низких  $T$  или больших сбоях  $\delta\epsilon$  существенными становятся однофононные процессы, для которых  $\Omega(T) \sim T(\delta\epsilon)^4$ . В результате на самом начальном участке кривой 1  $D \sim T$ .

6. Существует целый класс явлений, предполагающих сближение диффундирующих в кристалле частиц на межатомное расстояние. Но такое сближение из-за взаимодействия частиц неизбежно сопровождается прохождением области, где уровни в соседних ямах оказываются сильно сбитыми. Поэтому лимитирующей для кинетики таких явлений при низких  $T$  будет как раз подбарьерная диффузия через такую область. Интересно, что на больших расстояниях свои уровни малы и диффузия замедляется по мере сближения согласно (7), но на близких расстояниях происходит переход на однофононный режим и диффузия начинает ускоряться. Таким образом, имеет место «узкое горло», которое и определяет кинетику. Соответствующая теория была развита в <sup>6</sup>. Экспериментально квантовая подбарьерная диффузия в таких условиях была обнаружена при исследовании рекомбинации атомов водорода в матрице молекулярного водорода при низких  $T$  <sup>7, 8</sup>. Найдено, что вместо экспоненциальной зависимости от  $T$  имеет место зависимость  $D \sim T$  в согласии с теорией.

7. При исследовании диффузии  $\mu^+$ -мезонов в  $Vi^9$  была обнаружена аномальная температурная зависимость, что ввело в обиход название «странный диффузия». Как показал анализ, найденная картина является непосредственным отражением аномального поведения  $D(T)$ , описываемого кривой 1 на рисунке (см. <sup>4</sup>).

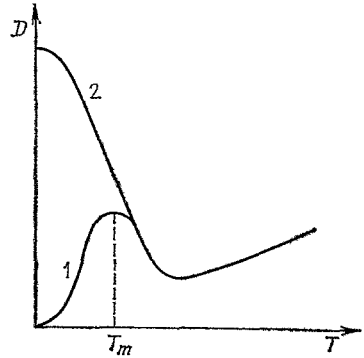
8. Особый интерес представляет квантовая диффузия атомных частиц в идеальном кристалле при наличии взаимодействия между ними. Как и в случае посторонних дефектов, в случае нейтральных частиц взаимодействие имеет вид (3) и приводит к исключенным объемам большого радиуса  $r_0$ . В такой системе при некотором критическом значении концентрации частиц  $x_p^c \ll 1$  должна наступить локализация <sup>4</sup>. Этот новый тип локализации целиком обязан дискретности пространства (решетки матрицы) и отсутствует, например, в жидкости. Дискретность приводит к ряду принципиальных особенностей:

а) туннелирование происходит только на конечное расстояние  $a$ . При этом число мест  $z$  в ближайшей координационной сфере конечно;

б) наличие при  $T \sim \Delta$  сильно выраженных процессов переброса;

в) подавление коллективных движений. Кластер из  $N$  частиц имеет амплитуду перехода  $\sim \Delta (\Delta/\delta\epsilon)^{N-1}$ . В результате ансамбль частиц распадается на подсистему неподвижных кластеров и подвижных отдельных частиц. Когда объем, занимаемый неподвижными кластерами, превысит некоторое критическое значение, для оставшихся подвижных частиц наступит локализация и картина будет аналогична описанной выше для случая посторонних дефектов. В частности, останется аналогичной температурная зависимость и переход с ростом  $x_p$  от кривой 2 к кривой вида 1 на рис. 1. В работе <sup>5</sup> найдено приближенное выражение для  $D$ , справедливое на всей плоскости  $x_p, T$ , охватывающее как зонное движение и локализацию, так и стимулированную фононами делокализацию частиц.

Рассматриваемое явление локализации впервые экспериментально было обнаружено при исследовании диффузии атомов  $He^3$  в матрице  $He^4$  <sup>10</sup>. Там же было найдено, что делокализация, обусловленная взаимодействием с фононами, приводит к температурному закону (7), (7').



## ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев А. Ф., Лифшиц И. М.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 2057.
2. Каган Ю., Максимов Л. А.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 622.
3. Kagan Yu., Klinger M. I.— J. Phys. Ser. C, 1974, v. 7, p. 2791.
4. Каган Ю.— In: Defects in Insulating Crystals: Proc. of Intern. Conference, Riga, May 1981.— Berlin; Heideiberg; New York: Springer-Verlag, 1981.— P. 17.
5. Каган Ю., Максимов Л. А.— ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 792.
6. Каган Ю., Максимов Л. А., Проккофьев Н. В. Письма ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 204.
7. Катунин А. Я. и др. Ibid., 1981, т. 34, с. 375.
8. Катунин А. Я., и др.— Ibid., 1982, т. 36, с. 391.
9. Гребенник В. Г. и др.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 1548.
10. Михеев В. А., Майданов В. А., Михин Н. П.— ФНТ, 1982, т. 8, с. 1000.