

УДК 535.592.539.144.4

©1993

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОЙ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ ПОЛУПРОВОДНИКА

В.К.Калевич, В.Л.Корнеев, А.Ченис

Экспериментально исследованы автоколебания в электронно-ядерной спиновой системе (ЭЯСС) в твердом растворе AlGaAs. Путем численного определения спектра Фурье, автокорреляционной функции, корреляционной размерности аттрактора изучено временное поведение поляризации люминесценции, характеризующей динамику ЭЯСС. Полученные результаты указывают на наличие в исследуемой системе квазипериодических осцилляций с двумя несоизмеримыми частотами.

1. Сильное взаимодействие между электронной и ядерной спиновыми системами полупроводника в условиях оптической ориентации может приводить к ряду ярких кооперативных явлений. К ним относятся незатухающие колебания и бистабильность степени круговой поляризации люминесценции ρ , а также угловая анизотропия магнитной деполяризации рекомбинационного излучения [1-3]. Для объяснения этих явлений были предложены уравнения движения ЭЯСС [4]. С их помощью в [3,5] удалось количественно описать угловую анизотропию и бистабильность магнитной деполяризации люминесценции и определить основные параметры, характеризующие эффективное магнитное поле динамически поляризованных ядер. Эти же уравнения были использованы для объяснения незатухающих во времени колебаний ρ [1-5]. Было показано, что в некоторых случаях стационарное состояние ЭЯСС неустойчиво и в системе развиваются осцилляции поляризации электронных и ядерных спинов, что приводит к автоколебаниям ρ . Однако обнаруженные до сих пор в теории автоколебания имеют периодический характер, в то время как наблюдаемые на эксперименте осцилляции ρ , как правило, отличаются от периодических. Наблюдаемая в эксперименте аperiodичность может быть связана с различными физическими явлениями. Тривиальной причиной является неизбежное наличие в эксперименте шума, искажающего периодический характер колебаний. С другой стороны, аperiodичность может быть связана с существованием нескольких несоизмеримых частот или с наличием динамического хаоса.¹ Однако проведение детального теоретического анализа всех возможных типов автоколебательных режимов ЭЯСС сталкивается с серьезными трудностями, поскольку рассматриваемая система является многопараметрической [7].

¹ Динамический хаос в ЭЯСС предсказан в [6]. Однако этот режим получен при неосуществимом на практике условии, что время спин-решеточной релаксации ядер короче времени спиновой релаксации электронов.

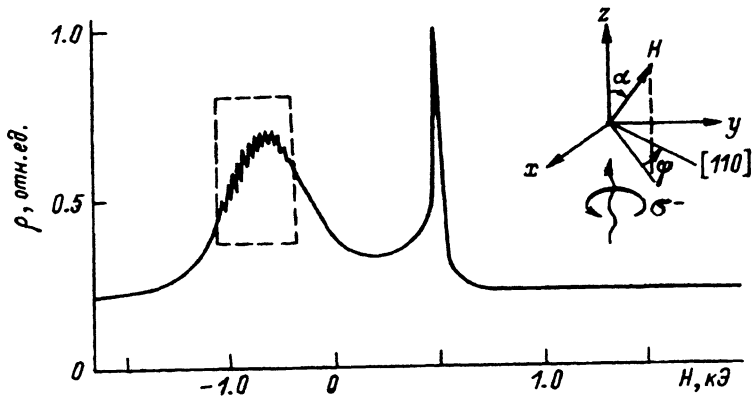


Рис. 1. Кривая магнитной деполаризации люминесценции кристалла $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$, полученная при медленном изменении магнитного поля. $\alpha = 62^\circ$, $\varphi = 0^\circ$, $T = 77$ К. На вставке показана геометрия эксперимента. φ — угол между проекцией поля \mathbf{H} на плоскость (001) и осью [110].

Целью настоящей работы является анализ экспериментальных автоколебаний ЭЯСС в твердом растворе AlGaAs . Нами исследованы незатухающие колебания ρ при $T = 4.2$ и 77 К в интервале магнитных полей 50 – 1000 Э при различных ориентациях внешнего магнитного поля относительно осей кристалла. Численно определенные спектр Фурье и автокорреляционная функция $\rho(t)$, а также корреляционная размерность аттрактора системы указывают на наличие в исследуемой системе квазипериодических осцилляций с двумя несоизмеримыми частотами. Отметим, что обнаруженные квазипериодические колебания в принципе могут существовать в рамках теории [4], поскольку она описывает динамику ЭЯСС тремя нелинейными дифференциальными уравнениями первого порядка.

2. Измерения были выполнены на кристалле $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$ p -типа ($N_{\text{Zn}} = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в магнитном поле \mathbf{H} , направленном под углом α к лучу возбуждающего циркулярно-поляризованного (σ^\pm) света (рис. 1). Возбуждающий луч был перпендикулярен поверхности кристалла, которая совпадала с кристаллографической плоскостью (001). В такой геометрии эксперимента на кривой $\rho(H)$ возникает дополнительный максимум (рис. 1), соответствующий компенсации эффективного магнитного поля ядер \mathbf{H}_N внешним магнитным полем \mathbf{H} [8]. Выбором угла α этот максимум удастся сместить в область больших значений поля H . Как видно из рис. 1, вблизи центра дополнительного максимума (внутри области, ограниченной штриховой линией) ЭЯСС становится неустойчивой. Эта неустойчивость проявляется в виде незатухающих во времени колебаний ρ , типичный вид которых приведен на рис. 2. Следует отметить, что автоколебания ρ зарегистрированы в широком диапазоне ориентаций поля \mathbf{H} . Исключение составляют случаи, когда поле \mathbf{H} направлено вдоль перпендикуляра к какой-либо оси $\{111\}$ кристалла. При этом дополнительный максимум на кривой $\rho(H)$ становится резко анизотропным, а осцилляции ρ отсутствуют [3]. Однако отклонение направления поля \mathbf{H} от перпендикуляра к кристаллографической оси третьего порядка на угол, превышающий 0.5° , приводит к полному исчезновению асимметрии дополнительного максимума и восстановлению автоколебаний ρ .

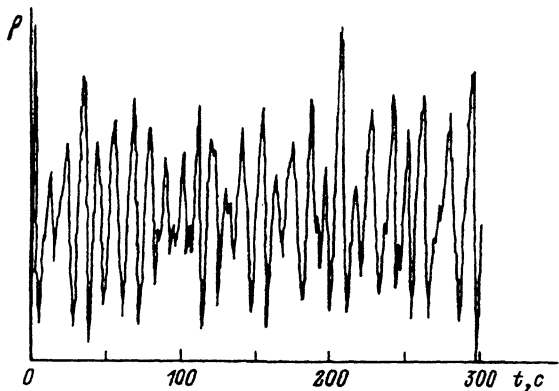


Рис. 2. Фрагмент незатухающих во времени колебаний ρ . $T = 77$ К, $\alpha = 75^\circ$, $\varphi = 60^\circ$, $H = -542$ Э.

3. Колебания $\rho(t)$ (рис. 2) записаны с использованием синхронного детектора. Для дальнейшей машинной обработки зависимости $\rho(t)$ производилась периодическая выборка сигнала с помощью аналого-цифрового преобразователя. При длине временных реализаций не меньше 20 мин и частоте выборки 30 точек на характерный период массив данных содержал 5000 чисел. Ниже представлены результаты численного исследования характерных колебаний $\rho(t)$. При $T = 4.2$ К колебания мало отличаются от гармонических. На это указывает их спектр мощности с ярко выраженной частотой $f_1 \approx 0.086$ Гц (рис. 3,а). Вторая гармоника $2f_1$ в спектре может быть выделена, однако она значительно слабее основной гармоники. Близость к периодическим колебаниям ярко проявляется и в автокорреляционной функции (рис. 3,б). Она имеет ярко выраженную периодическую структуру, а относительно небольшой спад амплитуды может быть объяснен наличием шума. Однако существование в спектре ряда слабо выраженных максимумов в области частот между f_1 и $2f_2$ не является типичным для периодических колебаний при наличии теплового шума.

Для более детального анализа исследуемых колебаний мы вычислили корреляционную размерность аттрактора. Корреляционная размерность была введена в работе [9] в качестве параметра, характеризующего сложные динамические системы. Для дискретной временной реализации сигнала $\{X_n \equiv X(t + n\Delta t)\}$, где Δt — время дискретизации, корреляционная размерность определяется следующим образом. Сначала с помощью сдвинутых во времени координат реконструируются векторы в m -мерном фазовом пространстве $\mathbf{X}_i^m \equiv \{X_i, X_{i+1}, \dots, X_{i+(m-1)}\}$ [10]. Далее для найденного множества точек вычисляется корреляционный интеграл

$$C^m(\varepsilon) = \sum_{i,j} \theta(\varepsilon - |\mathbf{X}_i^m - \mathbf{X}_j^m|), \quad (1)$$

где $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Геометрически корреляционный интеграл $C^m(\varepsilon)$ определяет среднее число точек в радиусе ε вокруг любой точки \mathbf{X}_i^m . $C^m(\varepsilon)$ для малых ε зависит от ε степенным образом [9]

$$C^m(\varepsilon) \propto \varepsilon^{\nu_m}. \quad (2)$$

Согласно теореме Такенса [11], значение показателя степени ν_m при достаточно больших m достигает насыщения и корреляционная размер-

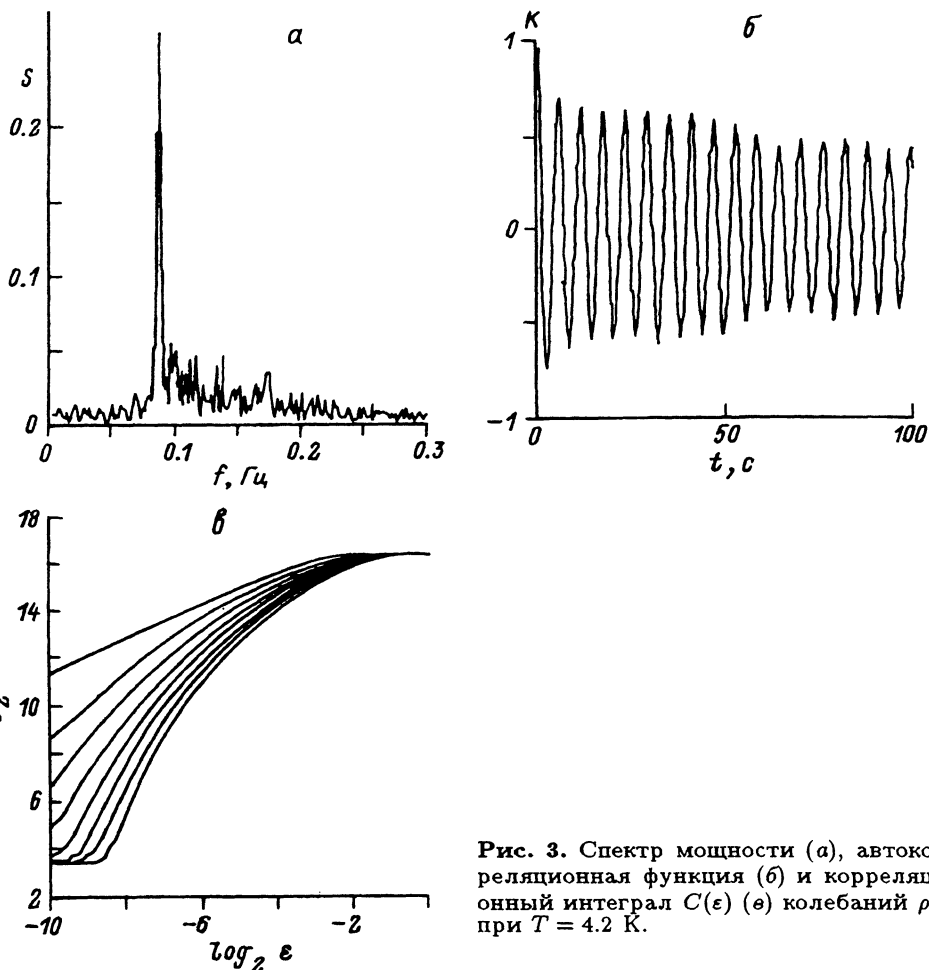


Рис. 3. Спектр мощности (а), автокорреляционная функция (б) и корреляционный интеграл $C(\epsilon)$ (в) колебаний $\rho(t)$ при $T = 4.2$ К.

ность может быть определена как предел

$$d = \lim_{m \rightarrow \infty} \nu_m. \quad (3)$$

При вычислении d из экспериментальных данных условия (2) и (3) выполняются лишь приблизительно. На практике для оценки корреляционной размерности обычно строится зависимость логарифма $C(\epsilon)$ от логарифма ϵ для различных размерностей вложения m , а величина ν_m определяется по наклону линейного участка. Вместо предела (3), согласно упомянутой выше теореме Такенса, достаточно использовать условие $m > 2d + 1$.

Зависимость корреляционного интеграла C от ϵ для исследуемых колебаний представлена на рис. 3, в. При больших ϵ зависимость $C(\epsilon)$ обусловлена размерами аттрактора, т.е. амплитудой колебаний. Увеличение наклона кривых при малых ϵ обусловлено случайным шумом. Оценивая значение ν_m по наклону в промежуточной области $-6 < \log_2 \epsilon < -3$, мы получили $d \approx 2$. Это указывает на существование в системе квазипериодических колебаний, так как для периодических сигналов $d = 1$.

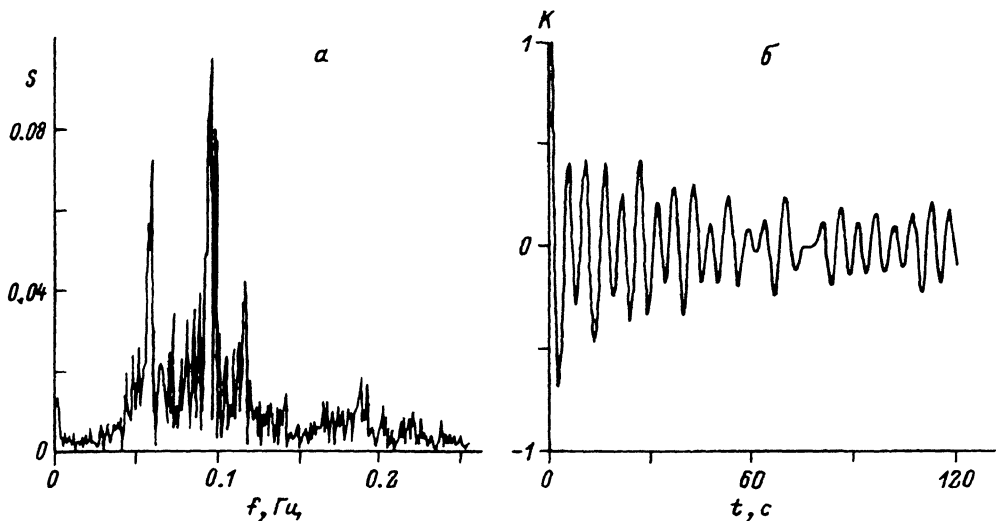


Рис. 4. Спектр мощности (а) и автокорреляционная функция (б) колебаний $\rho(t)$ при $T = 77$ К.

Существование двух несоизмеримых частот более ярко проявляется при температуре $T = 77$ К. В этом случае в спектре мощности (рис. 4,а) можно выделить две частоты $f_1 \approx 0.06$ и $f_2 \approx 0.095$ Гц, а также вторую гармонику частоты f_1 . В области более высоких частот может быть выделен, хотя и значительно меньший, пик, соответствующий частоте $2f_2$. Для данной точности эксперимента частоты f_1 и f_2 являются несоизмеримыми, что ярко проявляется и в автокорреляционной функции (рис. 4,б). Огибающая автокорреляционной функции быстро спадает до уровня ≈ 0.2 , но при этом сама автокорреляционная функция имеет явно аperiodическую структуру. Быстрое спадание автокорреляционной функции может быть вызвано как относительно сильным случайным шумом, так и существованием динамического хаоса. Однако значение корреляционной размерности $d \approx 2$ указывает на близость колебаний к квазипериодическим.

Обобщая полученные результаты, можно сделать вывод, что вследствие неустойчивости стационарного состояния в ЭЯСС возникают квазипериодические колебания с двумя несоизмеримыми частотами. Наличие второй характерной частоты сильнее проявляется при более высоких температурах. Для выяснения физических причин возникновения квазипериодических осцилляций необходим детальный анализ модели неустойчивости ЭЯСС.

Авторы признательны Б.П.Захарчене и В.Г.Флейшеру за постоянный интерес к работе, А.С.Зильберглейту и И.А.Меркулову за полезные обсуждения, Г.Ласене за техническую помощь.

Список литературы

- [1] Меркулов И.А., Флейшер В.Г. // Сб. «Оптическая ориентация» / Под ред. Б.П.Захарчени и Ф.Майера. Л.: Наука, 1989. Гл. 5. С. 137.
- [2] Калевич В.К., Флейшер В.Г. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 2. С. 594-596.
- [3] Калевич В.К., Коренев В.Л. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2071-2075.

- [4] Дьяконов М.И., Меркулов И.А., Перель В.И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 78. № 1. С. 349-359.
- [5] Artemova E.S., Galaktionov E.V., Kalevich V.K., Korenev V.L., Merkulov I.A., Silbergleit A.S. // Nonlinearity. 1991. V. 4. P. 49-57.
- [6] Артемова Е.С., Зильберглейт А.С., Меркулов И.А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 2. С. 550-554.
- [7] Галактионов В.Е., Зильберглейт А.С. // Препринт ЛФТИ. 1990. № 1473.
- [8] Захарченя Б.П., Калевич В.К., Кульков В.Д., Флейшер В.Г. // ФТТ. 1991. Т. 23. № 5. С. 1387-1394.
- [9] Grassberger P., Procaccia I. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 346.
- [10] Packard N.H., Crutchfield J.P., Farmer J.D., Shaw R.S. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 712.
- [11] Takens F. // Dynamical Systems and Turbulence / Ed. D.A.Rand and L.S.Young. Springer-Verlag, New York, 1981. P. 365-381.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург
Институт физики полупроводников
Вильнюс

Поступило в Редакцию
28 января 1993 г.