

$K_{RR} = \Gamma_R^2 / (\Gamma_R + \Gamma_{NR})^2$ [2], что позволяет из экспериментальных данных вычислить значения Γ_R и Γ_{NR} . Оказалось, что Γ_R в промежутке времени примерно от 0 до 40 пс увеличивается, что связано с образованием новых экситонов. Величина Γ_{NR} меняется значительно больше величины Γ_R и вносит больший вклад в уширение спектра.

Если аппроксимировать параметры Γ_R и Γ_{NR} с помощью следующих формул:

$$\Gamma_R = \Gamma_{R0} + \text{const} \cdot \exp(-t/T') \quad \Gamma_{NR} = \Gamma_{NR0} + \text{const} \cdot \exp(-t/T'')$$

можно получить характерные времена возвращения системы в исходное состояние. Показано, что при увеличении интенсивности накачки времена релаксации системы линейно увеличиваются.

Выводы

Показано, что при отрицательных задержках невозмущенная система ведет себя стационарным образом. В тот момент, когда приходит импульс накачки и возмущает систему, имеет место резкое уменьшение амплитуды и уширения спектров, после чего система начинает релаксировать в свое первоначальное состояние. Выяснилось, что характер изменения параметров K_{RR} и НВНМ зависит только от величины интенсивности накачки и не зависит от зондирующего излучения. Показано, что величина Γ_{NR} меняется значительно больше величины Γ_R и вносит больший вклад в уширение спектра, а Γ_R в промежутке времени примерно от 0 до 40 пс увеличивается, что связано с образованием новых экситонов. Показано, что при увеличении интенсивности накачки времена релаксации системы линейно увеличиваются.

Список литературы

1. S.V. Poltavtsev, Yu.P.Efimov, Yu.K.Dolgikh, S.A.Eliseev, V.V. Petrov, V.V.Ovsiyankin. Extremely low inhomogeneous broadening of exciton lines in shallow (In,Ga)As/GaAs quantum wells. Solid State Communications 199, 47, 2014;
2. M.G.Benedict and E.D.Trifonov. Coherent reflection as superradiation from the boundary of a resonant medium. Phys. Rev.A38, 2854, 1988;

Способы возбуждения и регистрации ОДМР азотно-вакансионных центров в алмазе в схеме микроразмерного квантового магнитометра

Дмитриев А. К.¹, Вершовский А. К.¹

¹ФТИ

Эл. почта: alexdmk777@gmail.com

1. Введение.

Сравнительно недавно появился новый метод измерения магнитного поля в нанометровом масштабе на основе оптического детектирования электронного парамагнитного резонанса спинов азотных дивакансий (NV центров) в алмазе. Применение методик ОДМР к отрицательно заряженным NV центрам позволило распространить сферу применения квантовой магнитометрии (КМ) на микро- и нанометровую области. Такой подход дает возможность измерять магнитные поля с беспрецедентным сочетанием пространственного разрешения и магнитной чувствительности в широком диапазоне температур (от долей К и до температур выше 300 К), что открывает новые этапы в исследовании биологических и конденсированных сред.

В данной работе были исследованы сигналы ОДМР азотно-вакансионных центров в алмазе и разработаны на их основе принципы создания микроразмерного трехкомпонентного магнитометра постоянного поля.

2. Методы возбуждения ОДМР в схеме векторного магнитометра.

В связи с тем, что частотная модуляция резонансного радиочастотного (СВЧ) поля не позволяет идентифицировать резонансы в спектре, а в случае их перекрытия оказывается вообще неприменима, в работе использовалась модуляция магнитного поля. Для этого на измеряемое поле B накладывалось слабое переменное поле B_{mod} . Выбором направления B_{mod} возможно усилить или ослаблять отклики ОДМР, соответствующие разным ориентациям NV — центров. Так, ориентируя переменное поле в направлении, можно подчеркнуть одну линию из четырех, но остальные три при этом сохраняют значительную амплитуду.

Модулируя разнонаправленные поля на разных частотах, можно организовать несколько независимых петель обратной связи. В данной работе было предложено использовать модулирующие поля, приложенные вдоль диагоналей граней куба. Каждое из таких полей вызывает отклик от двух из четырех возможных ориентаций NV – центров, что существенно упрощает спектр.

Применение шести модулирующих полей не является избыточным, оно позволяет исключить «мертвые» зоны, возникающие в случае перекрытия двух и даже трех резонансных линий: отклики, включающие перекрывающиеся сигналы, можно исключить из рассмотрения. Также исключается линия спектра, для которой частотный сдвиг меньше величины поперечного расщепления в нулевом поле – E.

Оставшихся линий оказывается достаточно для измерения трех компонент поля во всех случаях, кроме случая, когда вектор B направлен вдоль одного из ортов решетки. При этом перекрываются все четыре линии спектра, и возникают три «мертвые» зоны.

Максимальная величина производной сигнала по частоте на выходе синхронного детектора составляет 3.48 В/МГц, а среднеквадратичная амплитуда шума в полосе 1 Гц имеет значение 0.9 мВ; отсюда для балансной схемы следует чувствительность $4.6 \text{ нТл} \times \text{Гц}^{-1/2}$.

Полный уровень ФЛ соответствует фототоку $I_{ph} = 35 \text{ мкА}$. Предельная чувствительность схемы, ограниченная дробовым шумом фототока, составляет $0.2 \text{ нТл} \times \text{Гц}^{-1/2}$. Остаточные флуктуации в схеме регистрации превышают уровень дробового шума на порядок; они могут быть подавлены, в частности методами активной стабилизации интенсивности лазера накачки.

Чувствительность схемы может быть дополнительно повышена нанесением на внешнюю поверхность алмаза и световода отражающего покрытия и за счет повышения мощности накачки.

3. Благодарности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ 13-02-00589).

Список литературы

1. D. Budker and M. Romalis, *Nature Physics*, 3, 227, 2007;
2. Е.Б. Александров, А.К. Вершовский, УФН, Т. 179, В. 6, 605-637, 2009;
3. А.К. Вершовский, А.К. Дмитриев, *Опт. и спектр.*, Т. 116, В. 3, 67–69, 2014;
4. А.К. Вершовский, А.К. Дмитриев, *Письма в ЖТФ*, Т. 41, В. 8, 78-85, 2015;
5. O. Gravrand et al., *Earth Planets Space*, 53, 949-958, 2001;
6. V.M. Acosta et al., *Physical Review*, В. 80, 115202, 2009;
7. G. Balasubramanian et al., *Nature*, 455, 648, 2008;