

Электродипольный механизм генерации электромагнитного излучения при спиновом транспорте в полупроводнике InSb

Н. А. Виглин¹⁾, В. В. Устинов, В. М. Цвелиховская, О. Ф. Денисов

Институт физики металлов Уральского отд. РАН, 620034 Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 21 апреля 2006 г.

После переработки 5 июня 2006 г.

Представлены результаты исследований условий возникновения электромагнитного излучения при транспорте поляризованных по спину электронов в контактных структурах на основе полупроводника InSb и ферромагнитных материалов HgCr₂Se₄ и Co₂MnSb. Показано, что электромагнитное излучение из контактной структуры возникает только при наличии преимущественной поляризации потока электронов, протекающего из ферромагнетика в полупроводник InSb. Установлено, что интенсивность излучения зависит от направления внешнего магнитного поля относительно осей кристалла InSb и максимальна при тех направлениях магнитного поля, при которых вероятность электродипольных спиновых переходов между зеемановскими уровнями наибольшая.

PACS: 73.40.–c

Одним из направлений новой отрасли знаний – спиновой электроники – является исследование явлений, происходящих в полупроводнике (ПП) при инжекции в него поляризованных электронов из ферромагнитного полупроводника (ФМП) [1, 2].

Возможность спиновой инжекции в контактной структуре “ферромагнитный полупроводник – полупроводник” была показана в работах [3, 4]. В частности, в работе [4] сообщалось об увеличении амплитуды сигнала ЭПР A_{ESR} на электронах проводимости в ПП n -InSb при инжекции в него через омический контакт электронов из ФМП n -HgCr₂Se₄. На основании того, что A_{ESR} пропорциональна вероятности перехода с нижнего зеемановского уровня на верхний, сделан вывод о том, что электроны проводимости в n -HgCr₂Se₄ при температуре ниже температуры Кюри ТС поляризованы таким образом, что при инжекции их в n -InSb попадают в нем на нижний Зеемановский уровень. В работах [5, 6] сообщалось о наблюдении электромагнитного излучения из n -InSb при импульсной инжекции в течение 1–20 мкс в него электронов через омический контакт из ФМП n -EuO, p -HgCr₂Se₄ и Co₂MnSb. Мощность излучения, возникающего синхронно с импульсом тока, экспоненциально нарастала, начиная с некоторой величины тока I_{th} , и достигала величины нескольких десятков мкВт. Электроны направлялись из ФМП в ПП, при противоположном направлении тока электронов излучение отсутствовало. Частота излучения зависе-

ла от индукции магнитного поля B . Измерение частоты излучения проводилось с помощью проходных резонаторов. Из известной частоты резонатора и измеренных значений величины магнитной индукции рассчитывался g -фактор $|g| = 52$, по своей абсолютной величине близкий к значению g -фактора электронов проводимости в n -InSb с концентрацией электронов $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Было сделано предположение, что электромагнитное излучение миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов возникает при переходах на зеемановских уровнях и что из указанных ФМП инжекция электронов происходит на верхние зеемановские уровни. Однако однозначная интерпретация возникновения электромагнитного излучения как следствия спин-поляризованного транспорта встречает некоторые трудности.

Во-первых, в электронной плазме полупроводника InSb, при протекании через него тока могут возникать токовые неустойчивости различной природы, также приводящие к генерации электромагнитных колебаний [7]. Спектр этих колебаний может быть достаточно широк и простираться вплоть до частоты 100 ГГц [7]. Все же следует отметить, что при формировании этого спектра поляризация электронов не играет решающей роли.

Во-вторых, вероятность W_{sp} спонтанных излучательных переходов с переворотом спина в диапазоне СВЧ очень мала. Например, на частоте 10 ГГц для электрона с g -фактором, равным 2, вероятность $W_{sp} = 10^{-11} \text{ с}^{-1}$ [8].

¹⁾e-mail: viglin@imp.uran.ru

Целью наших исследований было: а) выяснение роли степени поляризации электронов на формирование излучения в инжекционной структуре ФМП–ПП; б) выяснение возможности возникновения излучательных переходов между зеемановскими уровнями в ПП при спиновом транспорте.

В настоящей работе мы исследуем инжекционную структуру “ФМП–ПП”, находящуюся во внешнем магнитном поле (рис.1), через которую пропус-

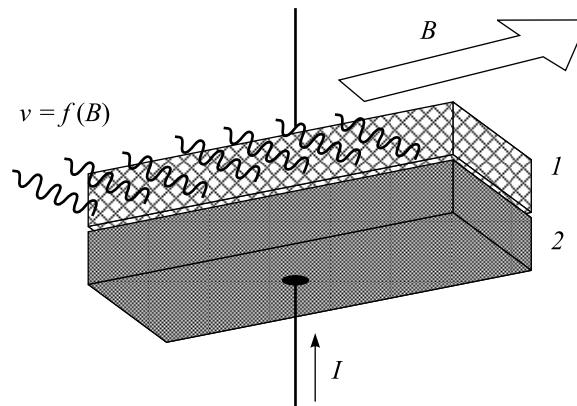


Рис.1. Схематичное изображение инжекционной структуры. 1 – ферромагнитный полупроводник, 2 – полупроводник InSb

каются импульсы электрического тока длительностью 10–20 мкс. Вольт-амперные характеристики исследуемых контактов были близки к омическим. В условиях эксперимента поток электронов направлен из ФМП в ПП. В качестве поляризатора электронов проводимости использовался ФМП p -HgCr₂Se₄. В ФМП при температурах ниже T_C носители заряда практически полностью поляризованы [9]. Мы предполагаем, что g -фактор электронов проводимости в ФМП по величине радикально не отличается от g -фактора свободного электрона. Основанием для такого предположения служат данные радиоспектроскопии для локализованных электронов, связанных обменным взаимодействием с электронами проводимости, в таких ФМП, как HgCr₂Se₄ и EuO [10, 11]. Однако прямых экспериментальных данных о величине и знаке g -фактора электронов проводимости в ФМП нет, поэтому мы предполагаем, что g -фактор положительный и по величине близок к двум.

В ФМП при температурах ниже T_C магнитные моменты локализованных электронов магнитной подсистемы параллельны внешнему насыщающему магнитному полю, а магнитные моменты электронов проводимости могут быть направлены как параллельно, так и антипараллельно магнитному полю. Направление магнитных моментов электронов прово-

димости в ФМП определяется знаком обменного взаимодействия электронов проводимости и локализованных электронов J_{sd} . Заранее знак J_{sd} неизвестен, поэтому предположим, что $J_{sd} > 0$, то есть спины локализованных электронов и электронов проводимости параллельны и направлены против внешнего магнитного поля, а соответствующие магнитные моменты – по полю.

Поток поляризованных электронов в наших экспериментах направлялся в полупроводник n -InSb, в котором g -фактор электронов проводимости $g \sim -50$ [12]. Это означает, что эффективный магнитный момент электронов проводимости в n -InSb почти в 25 раз больше, чем у свободного электрона, и направлен в ту же сторону, что и собственный механический момент.

Мы предполагаем, что при транспортировке через контакт “ФМП–ПП”, электроны проводимости, вышедшие из ФМП, в силу закона сохранения механического момента, некоторое время τ_s сохраняют свой механический момент в ПП, то есть также будут иметь направление спина против внешнего магнитного поля. В ПП с отрицательным g -фактором электронов проводимости магнитные моменты таких электронов направлены против поля, то есть они будут вынуждены располагаться на верхнем зеемановском уровне.

В результате возникают условия для получения инверсной заселенности электронных уровней в приконтактном слое ПП. Наличие инверсной заселенности может стать причиной возникновения электромагнитного излучения при переходах с понижением энергии. Частота излучения при этом будет определяться разностью энергий основного и возбужденного состояний:

$$\hbar\nu = \mu_B g B. \quad (1)$$

Здесь \hbar – постоянная Планка, ν – частота кванта, μ_B – магнетон Бора, g – g -фактор электронов проводимости в ПП, B – индукция внешнего магнитного поля.

Из выражения (1) следует, что частота кванта ν для материала с g -фактором, абсолютная величина которого $|g| \approx 50$, может достигать террагерцевого диапазона в магнитных полях с индукцией B , большей 4 кГс.

В ПП InSb, как уже упоминалось, электромагнитное излучение СВЧ диапазона может возникнуть за счет различных механизмов, не связанных с поляризацией электронов проводимости. Например, к электромагнитной эмиссии могут привести токовые неустойчивости, возникающие в шнурах тока

при пинч-эффекте. Этот механизм, по-видимому, не играет заметной роли при формировании спектра излучения в нашем эксперименте, поскольку время формирования шнура тока соизмеримо с длительностью импульса тока, генерируемая мощность СВЧ при пинч-эффекте не превышает микроватта [7]. При пинч-эффекте нет прямой зависимости частоты излучения от магнитного поля, которое, к тому же, может привести к разрушению шнура тока [7]. Излучение с частотой, зависимой от внешнего магнитного поля могло бы возникнуть при переходах между уровнями Ландау. Однако следует заметить, что для наблюдения этих переходов необходимо выполнение условия $k_B T < \hbar \nu_c$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура, ν_c – циклотронная частота. Экспериментально циклотронный резонанс в InSb при температурах $T > 4.2$ К наблюдался только в инфракрасной области электромагнитного излучения в магнитных полях 5–10 Тл [13]. Измерение частоты в наших экспериментах проводилось только в низких магнитных полях. В магнитном поле $B = 458$ Гс наблюдалось излучение на частоте 33.4 ГГц [5], циклотронная частота ν_c для электрона с эффективной массой $0.013m_0$ в этом же магнитном поле, согласно [13], порядка 100 ГГц. Таким образом, по-видимому, и этот механизм в условиях нашего эксперимента недостаточно эффективен. Покажем, что в формировании спектра излучения определяющую роль играют не просто протекание тока через ПП, а протекание тока поляризованных электронов.

На рис.2 (кривая 1) изображена зависимость напряжения U_d на детекторе (работающем в квадратичном режиме и регистрирующим сигнал, пропорциональный мощности электромагнитного излучения) от индукции магнитного поля для контактной структуры $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4 - n\text{-InSb}$, состоящей из двух пластин площадью $S = 1.8 \times 2.9$ мм 2 и примерно одинаковой толщиной около 1.3 мм, вырезанных, соответственно, из монокристаллов $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ и $n\text{-InSb}$. Концентрация носителей в $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4$ порядка $n_{fms} \approx 10^{18}$ см $^{-3}$, в $n\text{-InSb}$ концентрация носителей $n_s \approx 2.4 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$, подвижность $\mu_{77} = 5.3 \cdot 10^5$ см 2 /В · с, электроны двигались из ФМП в ПП, амплитуда импульсов тока $I = 4$ А, длительность импульсов тока $\tau = 10$ мкс, частота повторения 10 Гц, магнитное поле направлялось вдоль оси $\langle 110 \rangle$ кристалла InSb. Инжекционная структура помещалась в 8-миллиметровом волноводе, расположенным в прокачном криостате. Криостат находился в зазоре электромагнита. Регистрация излучения проводилась СВЧ детектором. На остальных графиках рис.2 приведена зависимость $U_d(B)$ для тех же

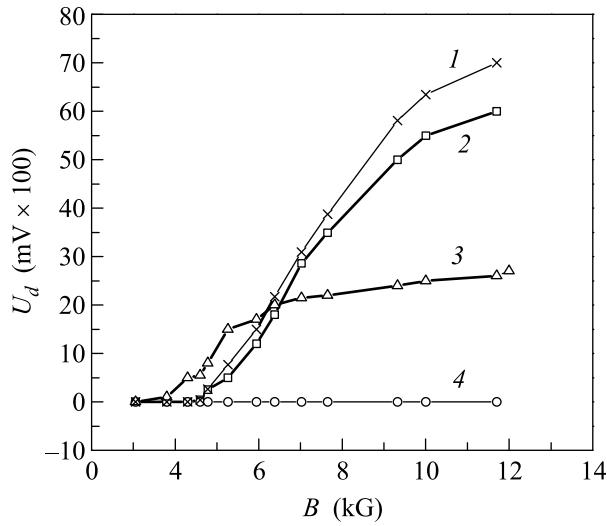


Рис.2. Зависимость интенсивности сигнала от индукции магнитного поля для одной и той же гетероструктуры $p\text{-HgCr}_2\text{Se}_4 - n\text{-InSb}$ с разной величиной шероховатости поверхности кристалла InSb: 1 – образец без прослойки In с величиной шероховатости поверхности 1 мкм, 2 – такая же полировка, но с прослойкой In, 3 – прослойка In и шероховатость 2–3 мкм, 4 – прослойка In и шероховатость 5–7 мкм. Для всех случаев $T = 77$ К, $I = 4$ А

мых кристаллов, но после изменения шероховатости поверхности одного из кристаллов и последующего термокомпрессионного соединения частей контактной структуры через прослойку из металлического индия. Отметим, что электрическое сопротивление контактов в инжекционных структурах, подготовленных указанным способом, оставалось неизменным, а также то, что при обратном направлении тока сигнал отсутствовал. Видно, что с увеличением шероховатости одного из кристаллов и при неизменной величине тока мощность излучения убывает.

Шероховатость поверхности одного из кристаллов контактной структуры изменялась путем загрубления полировки грани этого кристалла. Для этого рабочая грань кристалла обрабатывалась алмазной полировальной пастой с калиброванным размером абразивных зерен. После такой обработки поверхность грани кристалла приобретала вид “горного ландшафта”, состоящего из вершин, разделенных впадинами, с глубиной, пропорциональной размеру абразивного зерна, d_{gr} . Поперечное сечение царапины, оставляемой зерном абразива, в грубом приближении можно представить в виде равнобедренного треугольника, основание которого равно расстоянию между вершинами [14]. Для простоты предположим, что этот треугольник равносторонний, тогда расстояние между

вершинами $\sim 1.2d_{gr}$. Также допустим, что вершина в поперечном сечении имеет конечный размер l (рис.3, вставка). Впадины с помощью ультразвуко-

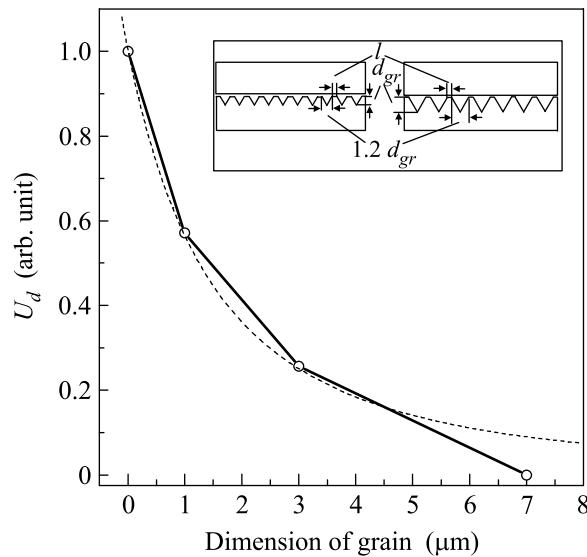


Рис.3. Зависимость интенсивности сигнала в относительных единицах от размера зерна полированного материала. $B = 8 \text{ кГс}$, $T = 77 \text{ К}$. Пунктиром построена функция, пропорциональная числу точек касания пластин в инжекционной структуре от размера зерна полированного материала. На вставке схематичное изображение инжекционных структур, соединенных через металлическую прослойку, с разной степенью шероховатости одной из пластин

вого паяльника заполнялись индием. Затем части контактной структуры соединялись термокомпрессионным методом. Мы предполагаем, что при таком способе соединения частей контактной структуры сохраняются как общая площадь электрического контакта, так и плотность электрического тока, проpusкаемого через контактную структуру, поскольку металлический индий является хорошим электропроводником. В то же время, In не может служить проводником поляризации электронов. Экспериментальных данных о времени релаксации спина в In нет, однако оценки скорости электронов в прослойке из индия, сделанные на основании известных величины тока и площади контакта, показывают, что за время действия импульса тока $\tau = 10 \text{ мкс}$ электроны в In переместятся на расстояние сотых долей мкм. Минимальная толщина прослойки, оцениваемая по размеру абразивного зерна, 1 мкм. Поэтому электрон, попавший в прослойку In из ФМП, даже если и сохраняет направление спина, но пересечь прослойку не успевает.

Таким образом, металлический индий, заполняющий ложбины шероховатой поверхности, играет роль фильтра поляризованных электронов. Поляризация электронов, вышедших из ФМП, сохраняется только в местах непосредственного соприкосновения ФМП и ПП. Для оценок предположим, что площадь одного такого места касания с линейным размером l не меняется в зависимости от размера зерна абразива, изменяется только расстояние между местами соприкосновения. Число мест касания двух пластин $n_t \sim S/(l + 1.2d_{gr})^2$. Если излучение из полупроводника связано с протеканием через него поляризованных электронов, то мощность излучения будет зависеть от числа мест непосредственного касания ФМП и ПП.

Зависимость интенсивности электромагнитного излучения в относительных единицах от размера зерна полированной пасты представлена на рис.3. Пунктирной кривой изображена функция, пропорциональная числу точек касания n_t . Видно, что интенсивность сигнала удовлетворительно описывается этой функцией. Поскольку доля поляризованных электронов в общем потоке электронов через контакт с прослойкой пропорциональна числу n_t точек касания пластин ФМП и ПП, то можно сделать вывод, что излучение из полупроводника связано с потоком именно поляризованных электронов.

Для выяснения роли излучательных переходов с зеемановских уровней в формировании спектра электромагнитных колебаний, возникающих при протекании тока в инжекционной структуре, были измерены зависимости интенсивности электромагнитных колебаний в инжекционной структуре $\text{Co}_2\text{MnSn} - n\text{-InSb}$ от направления магнитного поля относительно осей кристалла InSb. Эти зависимости изображены на рис.4 и 5. В качестве поляризатора в инжекционной структуре на основе $n\text{-InSb}$ с концентрацией электронов $n_s \approx 2.4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ использовался сплав Гейслера Co_2MnSn с $T_C = 826 \text{ К}$, материал, близкий по некоторым параметрам к вырожденным ФМП [15]. Сплав наносился путем вакуумного распыления на грани кристаллов InSb в виде пленки толщиной порядка 0.8 мкм. Грани кристаллов идентифицировались рентгеноструктурными исследованиями. Поток электронов с величиной тока $I = 4 \text{ А}$ и длительностью импульса $\tau = 10 \text{ мкс}$ направлялся из ФМП в ПП перпендикулярно магнитному полю $B = 8 \text{ кГс}$. Как видно из рисунков, в интенсивности принимаемого сигнала прослеживается сильная анизотропия.

Как упоминалось выше, вероятность спиновых спонтанных переходов с излучением $W_{sp} \sim (\mu_B g)^2 \nu^3$

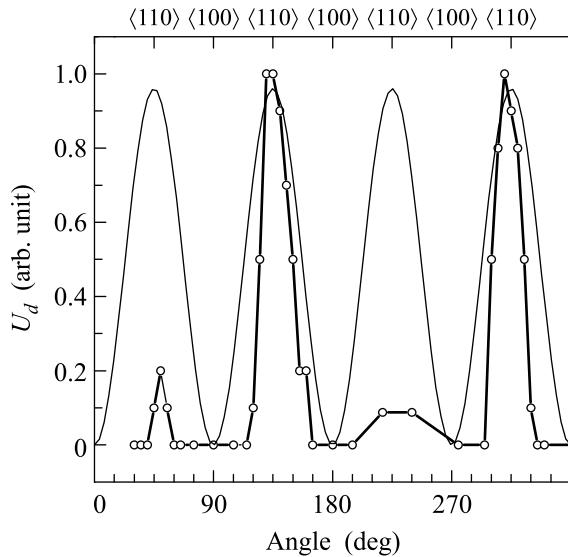


Рис.4. Зависимость интенсивности сигнала в относительных единицах от угла между направлением магнитного поля и направлением кристаллических осей в InSb, когда магнитное поле лежит в плоскости (100). Тонкой линией построена функция $\alpha_{(100)} \sim \sin^2(2\phi)$, где ϕ – угол между направлением магнитного поля и осью (100) в плоскости (100)

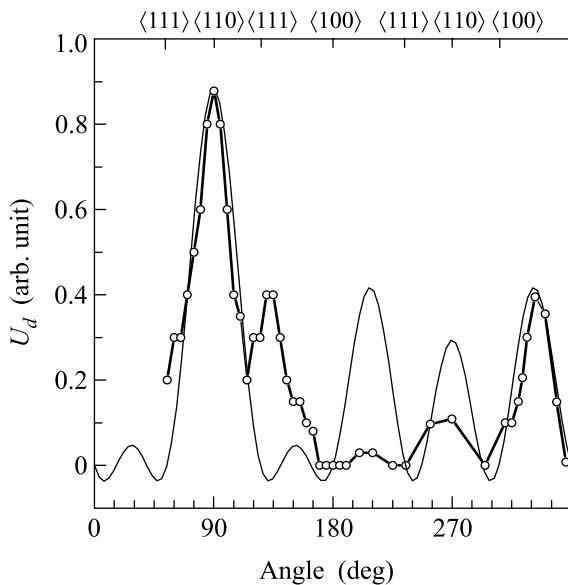


Рис.5. Зависимость интенсивности сигнала в относительных единицах от угла между направлением магнитного поля и направлением кристаллических осей в InSb, когда магнитное поле лежит в плоскости (110). Тонкой линией построена функция $\alpha_{(110)} \sim [\sin \phi(2 - 3 \sin^2 \phi)]^2 - A \cdot \sin \phi(2 - 3 \sin^2 \phi)$, где ϕ – угол между направлением магнитного поля и осью (100) в плоскости (110)

в диапазоне сверхвысоких частот для электронов с $g = 2$ очень низка [8]. Поэтому создание инверсной заселенности спиновых уровней есть необходимое, но недостаточное условие для возникновения электромагнитного излучения при переходах с понижением энергии. Вероятность спонтанного перехода W_{sp} пропорциональна квадрату момента частицы, участвующей в переходе. Видно, что для InSb вероятность перехода W_{sp} с участием магнитного момента электрона в 225 раз выше, чем для свободного электрона с $g \approx 2$. При переходах с участием электрического дипольного момента W_{sp} может быть еще больше. Можно предполагать также, что излучение имеет стимулированный характер, мощность которого может быть значительно больше, чем спонтанного. В данной работе мы не исследуем характер излучения, а пытаемся показать, что природа электромагнитного излучения связана с переходами на зеемановских уровнях.

Переходы с участием электрического дипольного момента происходят, например, при электродипольном спиновом резонансе (ЭДСР). В полупроводниках со структурой цинковой обманки ЭДСР имеет несколько возможных механизмов возникновения. Среди них: нарушение инверсионной симметрии кристалла, непарabolicность зоны проводимости, примешивание к волновым функциям электронов волновых функций дырок. В n -InSb именно нарушение инверсионной симметрии кристалла приводит к реализации ЭДСР [16, 17]. Коэффициент поглощения электромагнитной мощности ЭДСР α в n -InSb в параллельной геометрии Войта при вращении магнитного поля в плоскости (100) зависит от угла ϕ между направлением магнитного поля и осью кристалла (100) как [17]

$$\alpha_{(100)} \sim \sin^2(2\phi). \quad (2)$$

При вращении в плоскости (110) имеет место более сложная зависимость от ϕ :

$$\alpha_{(110)} \sim [\sin \phi(2 - 3 \sin^2 \phi)]^2 - A \cdot \sin \phi(2 - 3 \sin^2 \phi) \quad (3)$$

где $A = 4\hbar c^2 g \mu_B q / 3 \delta e^2 B$, q – модуль волнового вектора, δ – параметр искажения инверсионной симметрии, \hbar – постоянная Планка, c – скорость света, e – заряд электрона.

На рис.4 и 5 тонкой линией построены соответственно функции $\alpha_{(100)}$ и $\alpha_{(110)}$, подогнанные к экспериментальным точкам, соединенным сплошными толстыми линиями. Видно, что имеется качественное совпадение в поведении коэффициента поглощения ЭДСР и сигнала на детекторе как функции угла между магнитным полем и осями кристалла ПП. Излучение наблюдается только при тех направлениях

внешнего магнитного поля относительно осей кристалла ПП, при которых наиболее вероятны электродипольные с переворотом спина переходы на зеемановских уровнях.

Таким образом, в результате исследования инжекционной структуры “ферромагнитный полупроводник – полупроводник”, находящейся во внешнем магнитном поле при пропускании через нее тока, мы пришли к следующим выводам:

1) определяющую роль в генерировании электромагнитного излучения из полупроводника играют инжектированные в него поляризованные электроны,

2) электромагнитное излучение при инжекции поляризованных электронов из ФМП в InSb возникает только при реализации электродипольных спиновых переходов между зеемановскими уровнями.

Работа выполнена в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 05-02-16862а, частично поддержано проектом программы Президиума РАН “Квантовая макрофизика” и проектом № 33 УрО РАН – ДВО РАН.

-
1. G. Prinz , Phys. Today **48**, 58 (1995).
 2. I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).

3. В. В. Осипов, Н. А. Виглин, И. В. Кочев, А. А. Самоквалов, Письма в ЖЭТФ **52**, 996 (1990).
4. N. A. Viglin, V. V. Osipov, and A. A. Samokhvalov, Phys. Low-Dim. Struct. **9/10**, 89 (1996).
5. N. A. Viglin, V. V. Osipov, A. A. Samokhvalov, and O. G. Reznitskikh, Phys. Low-Dim. Strict. **1/2**, 89 (1997).
6. N. A. Viglin, V. V. Osipov, and A. A. Samokhvalov, Phys. Low-Dim. Struct. **1/2**, 129 (1999).
7. Ю. К. Пожела, *Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках*, М.: Наука, 1977.
8. А. Сигмен, *Мазеры*, М.: Мир, 1966. (A. E. Siegman, *Microwave solid-state masers*, McGraw - Hill Book Company, 1964.)
9. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
10. Н. А. Виглин, А. А. Самоквалов, Б. А. Гижевский и др., ФТТ **25**, 1640 (1983).
11. М. И. Ауслендер, Н. А. Виглин, ЖЭТФ **1**, 118 (1987).
12. G. Bemski, Phys. Rev. Lett. **4**, 62 (1960).
13. К. Зеегер, *Физика полупроводников*, М.: Мир, 1977.
14. А. Я. Нашельский, *Технология спецматериалов электронной техники*, М.: Металлургия, 1993.
15. В. Ю. Ирхин, М. И. Кацнельсон, УФН **164**, 705 (1994).
16. Y.-F. Chen, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna, and S. Rodrigues, Phys. Rev. B **32**, 890 (1985).
17. M. Dobrowolska, Semicond. Sci. Technol. **5**, 159 (1990).