

COHERENT EFFECTS
AT THE MOTION
OF ELECTRONS
IN DISORDERED MEDIA

V. V. RUMYANTSEV

Quantum interference phenomena in condensed matter were previously regarded as existing basically at the motion of electrons in crystals. One such example was electron diffraction. However, it became clear that quantum interference phenomena not only exist in disordered systems, but can be enhanced by disorder.

Квантовые интерференционные явления в конденсированной среде, как раньше считалось, существуют в основном при движении электронов в монокристаллах. В первую очередь это дифракция электронов. Однако оказалось, что квантовые интерференционные явления не только существуют в неупорядоченных средах, но и могут усиливаться беспорядком, характерным для таких систем.

ЭФФЕКТЫ КОГЕРЕНТНОСТИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕДАХ

В. В. РУМЯНЦЕВ

Санкт-Петербургский государственный
технический университет

1. ВВЕДЕНИЕ

Термин *когерентность* (от лат. *cohaerentia* — сцепление, связь) в физике понимается как символ процессов, которые протекают во времени и/или в пространстве согласованным образом. Когерентность обычно проявляется в физических явлениях, обусловленных интерференцией, то есть сложением волн с выраженной фазовой памятью. Это сложение может приводить к усилению волновых полей в определенных областях пространства или в некоторые моменты времени, и тогда говорят о конструктивной интерференции. Интерференция может быть и деструктивной, если она приводит к подавлению волновых процессов.

Когерентность и интерференция классических волн, например электромагнитных или гидродинамических, с давних пор привлекали внимание ученых. Изобретение лазера, этого мощного источника когерентного электромагнитного излучения, придало новый импульс исследованию таких процессов в оптике.

Но эффекты когерентности могут существовать и в процессах, в которых участвуют микрообъекты, называемые частицами. Среди этих частиц в первую очередь следует назвать электрон — частицу, которая наряду с квантом света — фотоном играет жизненно важную роль в нашем понимании физического мира. Электрон, как и другие микрообъекты, может проявлять как корпускулярные, так и волновые свойства. Эти проявления, как говорят, квантовых свойств микрообъектов естественно ожидать на микроскопическом уровне, при изучении, например, структуры отдельных атомов или объектов еще меньшего размера. Но квантовые эффекты могут оказаться существенными и в физических явлениях макроскопического масштаба. В этом случае они вызывают особый интерес. Это чаще всего имеет место в физике конденсированного вещества. Известным примером квантовых эффектов макроскопического масштаба является сверхпроводимость.

Волновые свойства электронов являются причиной существования дифракции электронов при их отражении от поверхности монокристалла или при прохождении через монокристалл. Условия для прохождения электронов сквозь монокристалл

реализуются в электронных микроскопах. Дифракцией когерентных электронных волн на атомах кристаллической решетки обусловлена зонная структура электронных спектров монокристаллических твердых тел.

Важным и лучше всего изученным классом конденсированных сред являются кристаллы, в которых движущиеся электроны наиболее отчетливо демонстрируют свои волновые свойства. Однако конденсированные среды не сводятся к одним только монокристаллам. Неупорядоченные среды встречаются чаще и никак не менее важны в практическом отношении, чем кристаллы. Аморфные полупроводники, сталь и неупорядоченные сплавы, твердые растворы, стекло, жидкости являются примерами неупорядоченных конденсированных систем. Беспорядок необязательно должен быть полным. Наличие беспорядочно расположенных примесей в кристаллических проводниках вносит важные новые моменты в поведение электронов в таких частично неупорядоченных средах. Неупорядоченной может оказаться и такая среда, в которой имеется правильная кристаллическая решетка, но в узлах которой отдельные атомы замещены на атомы другого сорта.

Изучение неупорядоченных сред именно из-за отсутствия в них порядка является значительно более трудной задачей, чем изучение идеализированных кристаллических тел. Именно поэтому эта область науки до второй половины нашего века оставалась на уровне накопления фактов и феноменологического описания. И в настоящее время мы еще очень далеки от достаточно полного понимания свойств таких сред. Однако в последние годы произошло событие, которое имеет принципиальное значение — началось описание свойств неупорядоченных сред на уровне теоретической физики.

Теоретическая физика описывает явления природы математическими методами исходя из первых принципов. Она анализирует результаты выполненных экспериментов и показывает, как надо ставить дальнейшие эксперименты. Иначе говоря, она указывает, какие вопросы надо задавать природе и как надо истолковывать ответы, которые дает нам природа. История развития физики показывает, что с момента, когда какая-то область научных знаний, с одной стороны, и развитие методов теоретической физики — с другой, созревают для того, чтобы эксперимент и теория объединились, в данном научном направлении наступает подлинный прорыв. Такого рода прогресс наблюдается в последние десятилетия в понимании природы транспорта электронов в неупорядоченных средах.

В статье рассказано о тех достижениях науки о неупорядоченных средах, которые связаны с открытием квантовых когерентных явлений, возникающих в неупорядоченных средах при протекании электрического тока.

2. СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ

Неупорядоченность в расположении атомов в среде означает, что создаваемый ими потенциал электрического поля, в котором движутся электроны проводимости, меняется случайным образом (рис. 1). Электроны, энергия которых меньше максимальных значений потенциала, оказываются локализованными в потенциальных ямах, образованных случайным полем. Если длина локализации мала по сравнению с расстоянием между центрами локализации, находящийся в потенциальной яме электрон может оставаться там до тех пор, пока тепловые колебания атомов не перебросят его в соседнюю потенциальную яму, в которой может существовать локализованное состояние электрона с близкой энергией. Такой перенос электронов называется прыжковым транспортом и обычно осуществляется в аморфных полупроводниках. Электроны с большими энергиями не локализируются в случайных потенциальных ямах, но испытывают рассеяние на беспорядочно расположенных атомах.

Другая особенность электронного транспорта в неупорядоченных средах связана с существованием критической концентрации примесей, при которой проводник может при нулевой температуре превратиться в диэлектрик. В статье мы не будем подробно обсуждать переход металл—диэлектрик и прыжковую проводимость, но они заслуживают быть упомянутыми для того, чтобы лучше представлять общую картину транспортных явлений в неупорядоченных средах.

Наконец, существует третья особенность протекания тока в неупорядоченных средах. Экспериментальное и теоретическое исследование соответствующего феномена продвинулось так далеко, что сейчас мы довольно хорошо понимаем механизм его возникновения. Это явление, получившее название слабой локализации, и будет основным предметом нашего рассмотрения.

Пусть среда состоит из беспорядочно расположенных силовых центров, на каждом из которых электрон рассеивается изотропно. Иными словами, электрон, налетающий на отдельный силовой центр, может с равной вероятностью отклониться

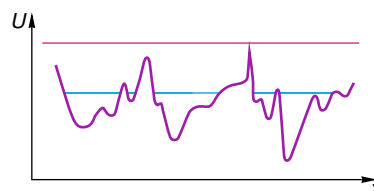


Рис. 1. Изменение потенциала U электрического поля в неупорядоченной среде. Движение электронов с энергией (красная линия), превышающей максимальные значения потенциала U , инфинитно. Электроны с меньшими энергиями (синяя линия) могут оказаться локализованными

на любой угол в пределах полного телесного угла. Как будет выглядеть картина рассеяния электронов в среде, в которой имеется много таких рассеивающих центров?

Рассмотрим сначала для простоты два силовых центра, на которых могут рассеиваться электроны. Если бы электрон был классической частицей, то вероятность обнаружить электрон, рассеянный на двух силовых центрах, по-прежнему не зависела бы от угла рассеяния. Поскольку, однако, движение электрона подчиняется законам квантовой механики, нужно принять во внимание соотношение неопределенностей для энергии–времени

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar.$$

Существование такого соотношения означает, что процесс рассеяния электрона на отдельном силовом центре не заканчивается после того, как рассеивающаяся частица покидает область пространства, в которой потенциал силового центра отличен от нуля. Рассеивающаяся частица помнит о столкновении в течение еще некоторого времени, и эта память заключается в том, что у энергии частицы сохраняется неопределенность ΔE . Это означает, что второе столкновение, которое происходит в среднем после прохождения частицей пути, равного длине свободного пробега l , может начаться раньше, чем величина ΔE станет пренебрежимо малой.

Поскольку последующее столкновение начинается, таким образом, раньше, чем заканчивается предыдущее, вероятность всего процесса нельзя представить как произведение или сумму вероятностей его элементов. Вместо этого следует рассматривать суперпозицию амплитуд вероятностей.

Пусть в процессе своего движения электрон переходит из состояния с импульсом \vec{p} в состояние с импульсом $\vec{p} - \vec{q}_1 - \vec{q}_2$, передавая центру номер один импульс \vec{q}_1 и центру номер два импульс \vec{q}_2 . Этот путь он может пройти двояким образом (рис. 2). Возможно, на этом пути он испытает сначала столкновение с первым силовым центром, а затем со вторым. Но возможен и такой вариант, когда сначала он столкнется с силовым центром номер два, а после этого – с центром номер один. Амплитуду вероятности первого процесса обозначим A_1 , а второго – A_2 . Полная амплитуда вероятности перехода электрона из состояния с импульсом \vec{p} в состояние с импульсом $\vec{p} - \vec{q}_1 - \vec{q}_2$ будет иметь вид

$$A = A_1 + A_2.$$

Вероятность этого процесса

$$|A|^2 = |A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2\text{Re}A_1A_2.$$

Последнее слагаемое обусловлено интерференцией обоих процессов. Если $A_1 = A_2$, то $|A|^2 = 4|A_1|^2$, что

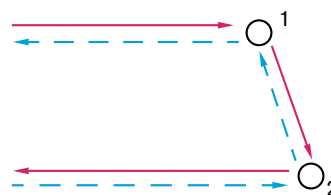


Рис. 2. Комплементарные типы процессов движения электрона, связанные с его переходами из состояния с импульсом \vec{p} в состояние с импульсом $\vec{p} - \vec{q}_1 - \vec{q}_2$. Кружками изображены рассеивающие центры

вдвое больше того, что было бы без учета интерференции.

Относительная роль интерференции определяется величиной безразмерного параметра λ/l , где λ – де-Бройлевская длина волны электрона. Обычно $\lambda/l \ll 1$.

С математической точки зрения это означает, что интенсивность рассеяния на двух силовых центрах может быть представлена в виде разложения в ряд Тейлора по малому параметру λ/l . Ограничиваясь нулевым и первым членами этого разложения, имеем

$$I = I_0 + \frac{\lambda}{l} I_1.$$

Поскольку малая величина λ/l в явном виде присутствует во втором (описывающем квантовую поправку к интенсивности рассеяния) слагаемом, функция I_1 уже не может зависеть от величины λ/l . Иначе говоря, структура функции I_1 должна быть такова, как если бы последующее столкновение начиналось только после того, как предыдущее столкновение полностью закончилось. Это означает, что структура коэффициента I_1 такова, что в ней содержится информация о законах сохранения энергии–импульса для столкновения с каждым отдельным рассеивающим центром. Эти законы для столкновения электрона с первым рассеивателем (которому передается импульс \vec{q}_1) и для столкновения со вторым рассеивателем (которому передается импульс \vec{q}_2) в комплементарном процессе могут быть записаны в виде

$$E_{\vec{p}} - E_{\vec{p}-\vec{q}_1} = 0, \quad E_{\vec{p}} - E_{\vec{p}-\vec{q}_2} = 0.$$

Здесь \vec{p} – импульс начального состояния электрона, а E – энергия электрона. Легко убедиться, что из этих уравнений (при дополнительном условии $E_{\vec{p}} = E_{\vec{p}-\vec{q}_1-\vec{q}_2}$, выражающем упругость всего процесса рассеяния) следует, что

$$\vec{q}_1 \cdot \vec{q}_2 = 0.$$

Последнее соотношение позволяет понять, каков должен быть угол рассеяния электрона на двух силовых центрах, чтобы интерференция электронных волн при упругом рассеянии электронов была конструктивной. Изображая поверхность постоянной энергии окружностью радиуса p (рис. 3), мы сразу убеждаемся, что взаимно ортогональные векторы \vec{q}_1 и \vec{q}_2 можно вписать в эту окружность только в том случае, если вектор $\vec{p} - \vec{q}_1 - \vec{q}_2$, который соответствует конечному состоянию частицы после рассеяния, направлен в сторону, противоположную направлению вектора \vec{p} . Это означает, что интерференция электронных волн будет конструктивной, если угол рассеяния электрона на двух центрах будет равен π .

Данный анализ был проведен в предположении, что число актов рассеяния равно двум. Сделанный вывод, однако, остается справедливым и в случае, когда число столкновений больше двух. При любом числе упругих столкновений электрона с центрами рассеяния вероятность электрону рассеяться назад оказывается больше, чем вероятность рассеяния на любой другой угол. Эту тенденцию возвращаться в точку, откуда началось движение, и принято называть слабой локализацией. В отличие от полной локализации, когда движение частицы оказывается финитным, электрон в данном случае имеет возможность уйти на бесконечность. Но из-за указанной тенденции средняя скорость диффузии частицы оказывается меньше, чем без учета квантовой интерференции. Макроскопическим следствием эффекта слабой локализации является увеличение электрического сопротивления. Усиление тенденции возвращаться в исходную точку может в конце концов привести к полной локализации, что соответствует возникновению перехода металл–диэлектрик.

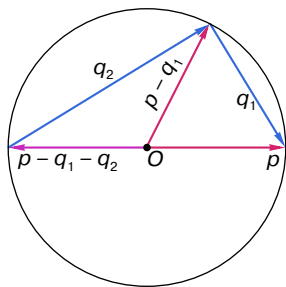


Рис. 3. Взаимное расположение векторов, характеризующих начальное состояние электрона с импульсом \vec{p} и конечное состояние с импульсом $\vec{p} - \vec{q}_1 - \vec{q}_2$, возникающее после рассеяния на двух силовых центрах. Импульсы, переданные силовым центрам 1 и 2, равны \vec{q}_1 и \vec{q}_2 соответственно

3. АНОМАЛЬНОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ

До открытия слабой локализации казалось естественным, что сопротивление металлов при понижении температуры должно падать, поскольку тепловые колебания атомов затрудняют свободное движение электронов. При самых низких температурах, когда тепловые колебания атомов в среде малы, электрическое сопротивление должно определяться рассеянием электронов на примесях. Эффект слабой локализации приводит к аномальной температурной зависимости электрического сопротивления, когда с повышением температуры сопротивление уменьшается. Это происходит потому, что с повышением температуры кроме рассмотренного нами упругого рассеяния все больше сказывается неупругое рассеяние электронов на тепловых колебаниях атомов. Это приводит к уменьшению степени когерентности электронных волн и подавлению интерференции. Такое уменьшение сопротивления с повышением температуры установлено экспериментально [1, 2].

Оказалось, однако, что существует другой эффект, который может приводить к такому же характеру изменения сопротивления с температурой. Он обусловлен особенностями экранирования электрического поля зарядов в неупорядоченных средах. Тем не менее способ наблюдать именно слабую локализацию электронов существует. Для этого надо поместить проводник с беспорядочно расположенными примесями в магнитное поле и измерить зависимость сопротивления от величины магнитного поля.

Из квантовой механики известно, что волновая функция электрона в магнитном поле пропорциональна

$$\exp \left[\frac{i}{\hbar} \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right) \vec{r} \right].$$

Здесь \vec{p} – импульс электрона, \vec{A} – векторный потенциал магнитного поля, e – заряд электрона, c – скорость света и \hbar – постоянная Планка. Векторный потенциал \vec{A} связан с напряженностью \vec{H} магнитного поля соотношением

$$\vec{H} = \text{rot } \vec{A}.$$

Включение магнитного поля меняет фазу волновой функции и, следовательно, сказывается на интерференции. Поскольку квазиклассические траектории электрона, участвующего в двух дополнительных процессах, приводящих к конструктивной интерференции (рис. 2), соответствуют движению электрона в двух противоположных направлениях, фазы электрона при движении по этим двум траекториям будут меняться на разную величину. Если траектория замкнута или почти замкнута, изменение фазы вдоль каждой из комплементарных траекторий есть

$$\frac{1}{\hbar c} \oint \vec{A} d\vec{r} = \frac{1}{\hbar c} \Phi,$$

где Φ — магнитный поток, проходящий через площадь, ограниченную траекторией электрона. Поэтому разность фаз двух волн, пробегающих силовые центры в двух противоположных направлениях, равна $2e\Phi/(\hbar c)$. Если эта величина становится порядка 2π , характер интерференции двух компонентных волн меняется радикально. Конструктивная интерференция и вместе с ней слабая локализация разрушаются. При этом сопротивление среды падает. Легко сообразить, что при отсутствии слабой локализации зависимость сопротивления от напряженности магнитного поля была бы прямо противоположной. Поэтому влияние магнитного поля на проводимость неупорядоченной среды носит название аномального магнетосопротивления. Поскольку особенности экранирования заряда электронов в неупорядоченной среде едва ли влияют на магнетосопротивление, последнее признано во всем мире безусловным доказательством реальности слабой локализации (рис. 4).

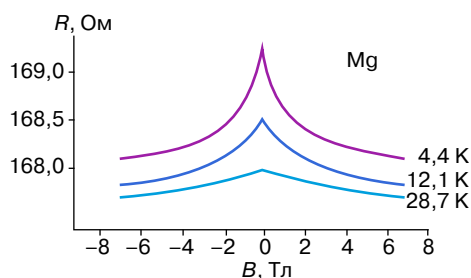


Рис. 4. Зависимость магнетосопротивления от напряженности магнитного поля в тонких магнитных пленках при различных температурах

4. МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Изучение магнетосопротивления металлических проволок при низкой температуре показало, что магнетосопротивление содержит флуктуации, напоминающие шумовые, но воспроизводимые. Это явление получило название универсальных флуктуаций сопротивления. Такие флуктуации являются еще одним следствием существования квантовой интерференции (рис. 5). Если размер образца меньше длины, на которой электронная волновая функция сохраняет когерентность, электрон будет двигаться в образце от входного контакта, с помощью которого образец присоединяется к измерительной цепи, до выходного, оставаясь в одном и том же квантовом состоянии. При этом тепловые эффекты не будут подавлять беспорядочное изменение сопротивления, связанное с интерференцией.

Это тот случай, когда фактические характеристики образцов, изготовленных с помощью одной и той же процедуры в одинаковых условиях, могут

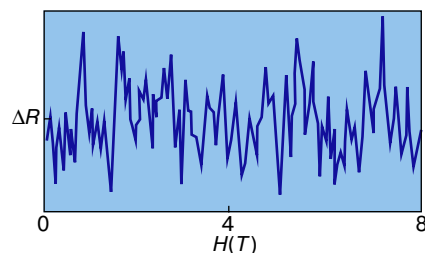


Рис. 5. Воспроизводимые флуктуации магнетосопротивления в золотой проволоке

иметь индивидуальные различия. Область физики, которая изучает такие эффекты, называется мезоскопией.

Различия в проводимости в наборе образцов, изготовленных в одних и тех же макроскопических условиях, не зависят от среднего значения сопротивления и размера образца и только слабо зависят от геометрии. При абсолютном нуле любой образец должен быть мезоскопическим, поскольку при этом не будет неупругих процессов, разрушающих фазовую память.

5. НЕУПРУГОСТЬ И СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ

Из проведенного в разделе 2 рассмотрения следует, что упругие процессы не разрушают когерентность и длина, на которой сохраняется фазовая память, может быть больше длины свободного пробега и даже больше пути, который должен пройти электрон, чтобы продиффундировать сквозь образец. Длина когерентности определяется неупругими взаимодействиями и зависит от температуры. Именно поэтому наблюдение квантовой интерференции обычно проводится при низких температурах, когда акты неупругого рассеяния редки.

Может, однако, случиться так, что неупругость не будет помехой для квантовой интерференции. Более того, неупругость может оказаться вовлеченной в процесс конструктивной интерференции. Этого можно ожидать в случае, когда неупругим является только одно столкновение и измеряется ток только одной группы электронов, тех, которые потеряли фиксированную энергию [3]. Проводя рассмотрение, подобное тому, что было выполнено в разделе 2, можно убедиться, что в этом случае угол преимущественного рассеяния уже не будет равен π . Его отличие от π будет в первую очередь определяться относительной величиной потерянной электроном энергии. В отличие от ситуации, имеющей место при одном только упругом рассеянии, теперь начальная и конечная энергии электрона различны. Таким образом, на диаграмме, отображающей взаимное расположение векторов, характеризующих начальное и конечное состояния электрона, а также импульсы, переданные среде в процессе упругого и акте неупругого рассеяния, будут две окружности с

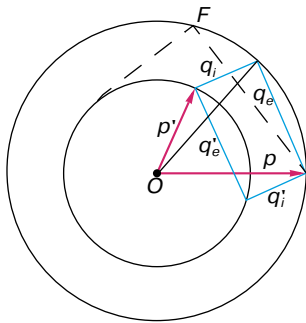


Рис. 6. Диаграмма, поясняющая формирование слабой локализации, включающей акт неупругого рассеяния

радиусами p и $\sqrt{p^2 - 2m\Delta E}$ соответственно (рис. 6). Окружности меньшего радиуса отвечает и меньшее значение энергии, которое отличается от энергии начального состояния на величину ΔE , где ΔE есть энергия, переданная среде в акте неупругого рассеяния. Как и раньше, импульсы \vec{q}_e и \vec{q}_i , переданные среде в процессе упругого и в акте неупругого рассеяния, подчиняются условию $\vec{q}_e \cdot \vec{q}_i = 0$.

Последовательность событий, приводящих к конструктивной интерференции, теперь следующая. Электрон, находящийся в начальном состоянии с импульсом \vec{p} , в процессе упругого рассеяния передает среде импульс \vec{q}_e и переходит в состояние с импульсом \vec{p}' . Конец этого импульса на рис. 6 находится на той же окружности, что и конец начального импульса \vec{p} . Затем следует акт неупругого рассеяния с передачей среде импульса \vec{q}_i , в результате чего электрон оказывается в конечном состоянии с импульсом \vec{p}' . Конец вектора этого импульса на рис. 6 находится на окружности малого радиуса в соответствии с тем, что энергия конечного состояния меньше энергии начального на величину ΔE — фиксированной потерянной энергии. Комплементарному процессу рассеяния, в котором неупругое рассеяние предшествует упругому, отвечают переданные импульсы \vec{q}_e и \vec{q}_i . Конечное состояние, характеризуемое импульсом \vec{p}' , в обоих дополнительных процессах одно и то же. Поскольку переданный импульс \vec{q}_e не предполагается фиксированным, максимальное возможное значение импульса \vec{q}_i отвечает такому положению его конца (точка F на рис. 6), при котором перпендикуляр к вектору \vec{q}_i , опущен-

ный из точки F в сторону окружности меньшего радиуса, еще может касаться этой окружности. Точка F соответствует характерному значению угла рассеяния, когда еще возможна конструктивная интерференция.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работы по обнаружению слабой локализации электронов и универсальных флуктуаций сопротивления в мезоскопических системах явились примером плодотворных совместных усилий физиков-экспериментаторов и физиков-теоретиков в исследовании нового физического явления. Успехи в этом направлении оказались обусловленными как развитием техники эксперимента, так — и это следует отметить особо — ролью теории, которая формулировала новые понятия, ставила задачи перед экспериментом и оперативно анализировала его результаты. Теория также помогла осознать, что сложность неупорядоченных систем в данном случае оказалась позитивным фактором, поскольку именно в неупорядоченных системах численное значение параметра χ/l оказалось самым благоприятным для наблюдения электронных когерентных явлений.

Заметим, что слабая локализация, сходная с той, которую мы рассмотрели применительно к электронам, может иметь место и в случае классических полей. Одновременно с работами по наблюдению слабой локализации электронов велись эксперименты, в которых было подтверждено существование слабой локализации света в неупорядоченных средах. Качественное описание работ по локализации света приведено в статье [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гредескул С.А., Фрейлихер В.Д. // Успехи физ. наук. 1990. Т. 160. С. 239.
2. Олемской А.И. // Там же. 1996. Т. 166. С. 697.
3. Либенсон Б.Н., Платонов К.Ю., Румянцев В.В. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1992. Т. 101. С. 614.
4. Кузьмин В.Л., Романов В.П. // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. С. 247.

* * *

Вадим Васильевич Румянцев, кандидат физико-математических наук, доцент Санкт-Петербургского технического университета. Область научных интересов — теоретическая физика, физика твердого тела, теория взаимодействия излучения с веществом, физика неупорядоченных систем. Автор 75 статей и одного учебника.