

Индукцированная резонансная прозрачность гамма-излучения в магнетиках. Динамика распространения

© А.В. Митин, Д.А. Роганов

Казанский государственный технологический университет,
420015 Казань, Россия

E-mail: mitin@knet.ru

Рассматривается теория пространственной и временной динамики гамма-излучения в резонансной среде при условии возбуждения двухчастотного гамма-магнитного резонанса в магнетиках. Исследуются эффект поглощения основной частоты и генерация гармоник при сдвигах частоты гамма-излучения на полусумму или полуразность частот радиочастотных магнитных полей. Показано, что при прохождении через поглотитель возникает область устойчивой интенсивности гамма-излучения — область резонансной прозрачности. Согласованный радиочастотный спектральный анализ демонстрирует резкие изменения интенсивностей гармоник на границах этой области, обусловленные нелинейной интерференцией. Развита теория квантовых и динамических биений синхротронного гамма-излучения в условиях индуцируемой резонансной прозрачности.

В настоящее время в нелинейной оптике возникло новое направление исследований, которое называется „когерентным пленением заселенностей“ [1]. В рамках этого направления были проведены работы по реализации резонансной прозрачности среды путем взаимодействия с атомной квантовой системой двух лазерных полей: сильного, насыщающего атомный переход [2], и слабого пробного; прохождение последнего через образец анализируется. В оптическом диапазоне наличие достаточно мощных лазеров позволяет заселять возбужденные уровни. Интенсивность гамма-излучения слишком слаба для этой цели. В то же время магнитные моменты мессбауэровских ядер в основном и возбужденном изомерных состояниях ядра могут весьма интенсивно взаимодействовать с радиочастотными магнитными полями (РЧМП) и индуцировать интерференционные эффекты. Они могут возникать за счет стимулирования гамма-магнитного резонанса [3] (магнитные квантовые биения на частотных, кратных РЧМП), а также вследствие возникновения интерференции между „одетыми“ РЧМП зеэмановскими состояниями изомерных уровней мессбауэровских ядер [3–6]. Эти результаты стимулировали решение проблемы „индуцированной резонансной прозрачности“ (ИРП) гамма-диапазона электромагнитных волн посредством прохождения гамма-излучения через мессбауэровский поглотитель, представляющий собой однодоменный ферромагнетик, подверженный воздействию двух резонансных РЧМП (двухчастотный гамма-магнитный резонанс). В результате удалось реализовать резонансную прозрачность данной среды для гамма-лучей [7].

В то же время следует отметить значительный прогресс в мессбауэровской спектроскопии, связанный с применением синхротронного излучения для изучения временных спектров. Появилась возможность анализа Фурье-представления гамма-спектров ядерного резонансного рассеяния вперед [8]. Было обнаружено [9,10], что временные спектры, наблюдаемые на толстом мессбауэровском поглотителе, характеризуются суперпозицией квантовых биений от сверхтонкой струк-

туры энергетических уровней и динамических биений, обусловленной интерференцией лучей благодаря пространственному набегу фаз в условиях резонансного поглощения. В связи с этим весьма любопытно было бы осуществить исследование временных спектров в условиях ИРП мессбауэровского поглотителя. Кроме того, необходимо исследовать более подробно нелинейный характер поведения доплеровских и радиочастотных спектров интенсивности гамма-излучения, чтобы сравнить с аналогами в оптическом диапазоне частот.

1) Стационарный случай. На примере ядер ^{57}Fe в чистом железе рассмотрим прохождение гамма-волны в условиях возбуждения двухчастотного гамма-магнитного резонанса. В результате совместного решения уравнений Максвелла и уравнений матрицы плотности [7] были проанализированы два варианта: симметричный (частота гамма-излучения смещается на $\Omega_s = (\Omega_2 + \Omega_1)/2$) и антисимметричный (смещение на $\Omega_a = (\Omega_2 - \Omega_1)/2$); Ω_2 и Ω_1 — циклические частоты РЧМП, резонансные ларморовским частотам основного и возбужденного состояний соответственно. Напряженность гамма-волны, проходящей через образец, описывается в каждом варианте шестью гармониками, включая нулевую,

$$h^p(s, t) = \sum_{m=1}^6 h_m^p(s) \exp\left(i[q(\Omega_1 t + \varphi_1)] + r(\Omega_2 t + \varphi_2)\right), \quad (1)$$

где m определяет значения q и r (табл. 1).

В формуле (1) мы перешли к безразмерной величине — „оптической“ длине пути $s = (1/2)\sigma_0 n_0 z \times (2L + 1)/(2L_e + 1)$. Здесь σ_0 — величина резонансного сечения поглощения гамма-кванта (для 14.4 keV гамма-перехода ядра ^{57}Fe сечение $\sigma_0 = 1.48 \cdot 10^5 \delta$), n_0 — число мессбауэровских ядер в единице объема, z — пройденное гамма-излучением расстояние, L — мультипольность излучения ($L = 1$ для ^{57}Fe), $I_e(I_g)$ — спин ядра в возбужденном (основном) состоянии ядра ($I_e = 3/2$, $I_g = 1/2$ для ^{57}Fe).

Величина амплитуд гармоник для вариантов симметричного и антисимметричного возбуждения удовлетво-

Таблица 1. Выбор обозначений индекса m

m	$(q, r)_s$	$(q, r)_a$
1	2.1	1.1
2	1.1	0.1
3	1.0	0.0
4	0.1	-1.1
5	0.0	-1.0
6	-1.0	-2.0

Таблица 2. Гармоники квантовых биений гамма-волны

Фаза	Суперпозиция гармоник
a. $(\Omega_1 + \varphi_1) + (\Omega_2 t + \varphi)$	1-3, 2-5, 4-6
b. $(\Omega_1 t + \varphi_1)$	1-2, 2-4, 3-5, 5-6
c. $(\Omega_2 t + \varphi_2)$	2-3, 4-5
d. $2(\Omega_1 t + \varphi_1)$	1-4, 3-6
e. $2(\Omega_1 t + \varphi_1) + (\Omega_2 t + \varphi_2)$	1-5, 2-6
f. $(\Omega_1 t + \varphi - 1) - (\Omega_2 t + \varphi_2)$	3-4
g. $3(\Omega_1 t + \varphi_1) + (\Omega_2 t + \varphi_2)$	1-6

ряет системе уравнений

$$-\frac{d\tilde{h}_m^p(s)}{ds} = \sum_{m'=1}^6 \sum_{p'=\pm 1} R_{mm'}^{pp'} \tilde{h}_{m'}^{p'}(s), \quad (2)$$

$$R_{mm'}^{pp'} = \sum_{e,g} \frac{{}^p L_m^{eg} {}^{p'} L_{m'}^{eg}}{i[a_e e - a_g g + \Omega_{s,a} + D] + 1}. \quad (3)$$

Здесь мы сделали замену $\tilde{h}_m^p = h_m^p \exp(ip\psi)$.

Факторы ${}^p L_m^{eg}$ в обоих вариантах определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} {}^p L_1^{eg} &= \frac{1}{2} d_{e,3/2}^{(3/2)}(\beta_e) d_{g,1/2}^{(1/2)}(\beta_g), \\ {}^p L_4^{eg} &= \frac{1}{\sqrt{12}} d_{e,-1/2}^{(3/2)}(\beta_e) d_{g,1/2}^{(1/2)}(\beta_g), \\ {}^p L_2^{eg} &= \frac{-p}{\sqrt{3}} d_{e,1/2}^{(3/2)}(\beta_e) d_{g,1/2}^{(1/2)}(\beta_g), \\ {}^p L_5^{eg} &= \frac{-p}{\sqrt{3}} d_{e,-1/2}^{(3/2)}(\beta_e) d_{g,-1/2}^{(1/2)}(\beta_g), \\ {}^p L_3^{eg} &= \frac{1}{\sqrt{12}} d_{e,1/2}^{(3/2)}(\beta_e) d_{g,-1/2}^{(1/2)}(\beta_g), \\ {}^p L_6^{eg} &= \frac{1}{2} d_{e,-3/2}^{(3/2)}(\beta_e) d_{g,-1/2}^{(1/2)}(\beta_g), \end{aligned} \quad (4)$$

где $d_{e,e'}^{(3/2)}(\beta_e)$, $d_{g,g'}^{(1/2)}(\beta_g)$ — функции Вигнера, e и g — магнитные квантовые числа спинов 3/2 и 1/2 соответственно, углы β_e и β_g определяются из уравнений

$$\begin{aligned} a_e \sin \beta_e &= \frac{1}{2} \omega_{1e}, & a_e \cos \beta_e &= \omega_{0e} + \Omega_1; \\ a_g \sin \beta_g &= \frac{1}{2} \omega_{1g}, & a_g \cos \beta_g &= \omega_{0g} - \Omega_2. \end{aligned} \quad (5)$$

Расчеты будем проводить для значений $\omega_{1e}/(\Gamma/2) = 3$ и $\omega_{1g}/(\Gamma/2) = 5.25$. Граничные условия для симметричного и антисимметричного вариантов соответственно имеют вид

$$h_m^p(s)|_{s=0} = \delta_{m,5} h^p(0), \quad h_m^p(s)|_{s=0} = \delta_{m,3} h^p(0), \quad (6)$$

где $\delta_{m,m'}$ — символ Кронекера.

Если падающее излучение не поляризовано, то интенсивности нулевой гармоники I_{st} и гармоник квантовых биений I_h определяются следующими выражениями:

$$I_{st}(s) = \frac{I_0}{2} \sum_m \sum_{p,p'} \left[(e^{-Rs})_{mm_0}^{pp'} (e^{-R^*s})_{mm_0}^{pp'} \right], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} I_h(s, t) &= \frac{I_0}{2} \sum_{mm'} \sum_{p,p'} \left[(e^{-Rs})_{mm_0}^{pp'} (e^{-R^*s})_{m'm_0}^{pp'} \right] \\ &\quad \times e^{i[\Phi_m(t) - \Phi_{m'}(t)]}. \end{aligned} \quad (8)$$

Анализ показывает [7], что наибольшими интенсивностями обладают а-гармоника в симметричном и f-гармоника в антисимметричном случае. Следует обратить внимание на то, что компоненты квантовых биений симметричной а-гармоники, составленные из амплитуд 1-3, 2-5, 4-6 (табл. 2), обладают при малых углах β_e , β_g правилом этих пар $\Delta(e+g) = 2$, тогда как для антисимметричной f-гармоники правило отбора $\Delta(e+g) = 0$ (см. [7]). Дальнейший анализ будем проводить именно для этих гармоник.

2) Стационарные спектры. Рассмотрим вначале, как влияет на прозрачность среды расстройка по доплеровскому сдвигу δ коллективного гамма-резонанса [7], возникающего в системе „одетых“ двумя РЧМП зеемановских уровней основного и возбужденного состояний мессбауэровского ядра. Из рис. 1, 2 видно, что как в симметричном (а-гармоника), так и в антисимметричном (f-гармоника) варианте возбуждения расстройка существенно понижает уровень прозрачности (при $\delta = 10$ примерно в 3 раза по сравнению с $\delta = 0$). Острота пиков вблизи краев области прозрачности значительно снижается.

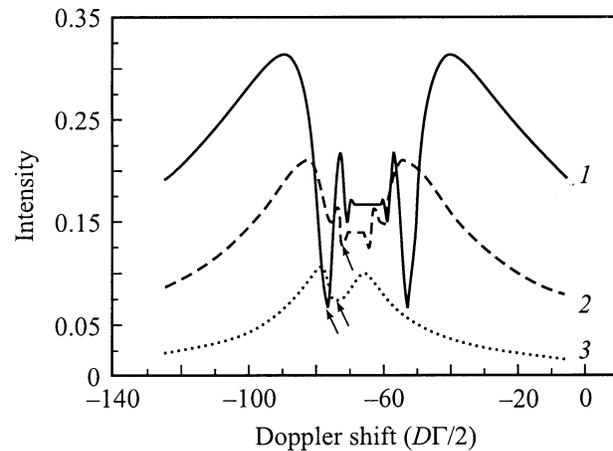


Рис. 1. Доплеровские спектры интенсивности а-гармоники. Симметричное возбуждение. $\delta = 0$ (1), 5 (2), 10 (3).

Радиочастотные спектры мы получили, используя метод согласованной расстройки

$$\Omega_1 = |\omega_{0e}| + y + \delta/2, \quad \Omega_2 = |\omega_{0g}| - y + \delta/2. \quad (9)$$

Тогда расстройка коллективного гамма-резонанса будет иметь определенную величину δ . Зависимость от частот РЧМП получена путем сканирования переменной y . Для этого был проведен анализ для различных точек спектра на рис. 1, 2. Результаты показали, что наиболее резкие изменения спектра происходят в точках, отмеченных на рис. 1 стрелками. Сканирование относительно этих точек (рис. 3) позволяет сделать вывод, что наиболее резко интенсивность спектра изменяется, когда параметр расстройки $\delta = 0$. Резкий характер изменения оптического спектра индуцированной прозрачности был отмечен ранее [11], что свидетельствует о нелинейном характере процесса интерференции, обусловленного смещением параметрического и комбинационного процессов в двухчасовом гамма-магнитном резонансе [12]. Подобное поведение спектров гамма-излучения в условиях индуцированной резонансной прозрачности может быть использовано для точного определения сверхтонких полей и других параметров взаимодействия ядра с окру-

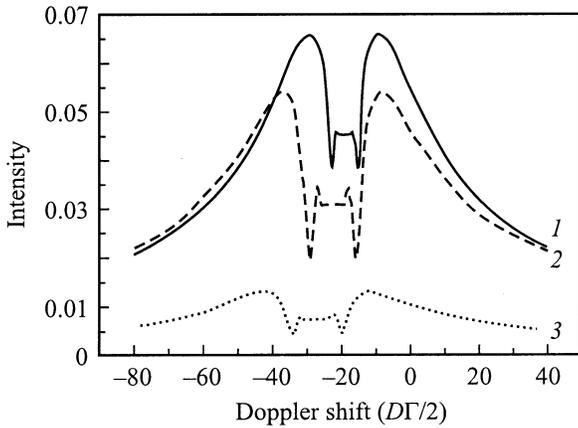


Рис. 2. Доплеровские спектры интенсивности f-гармоники. Антисимметричное возбуждение. $\delta = 0$ (1), 5 (2), 10 (3).

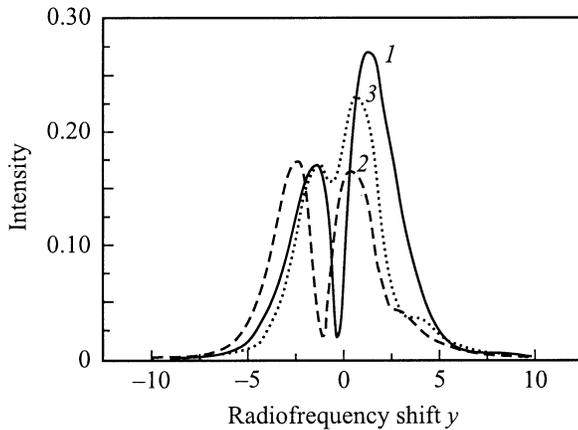


Рис. 3. Радиочастотные спектры интенсивности a-гармоники. Симметричное возбуждение. $\delta = 0$ (1), 5 (2), 10 (3).

жением. В оптике уже разработан магнетометрический метод, использующий эффект индуцированной прозрачности [13–15].

3) Временные спектры. Рассмотрим случай, когда на границу мессбауэровского поглотителя падает гамма-импульс. Тогда для амплитуд гармоник напряженности гамма-волны можно использовать Фурье-представление

$$\tilde{h}_m^p(s, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dv \exp(-ivt) \tilde{h}_m^p(s, v). \quad (10)$$

Пренебрегая эффектом запаздывания, определим их временную зависимость с помощью уравнения

$$\tilde{h}_m^p(s, t) = \frac{1}{2\pi} \sum_{p'=\pm 1} \int_{-\infty}^{\infty} dv \exp(-ivt) \times \{ \exp(-\hat{R}(v)s) \}_{mm_0}^{pp'} \tilde{h}_{m_0}^{p'}(0, v), \quad (11)$$

$$R_{mm'}^{pp'} = \sum_{e,g} \frac{{}^p L_m^{eg} x^{p'} L_{m'}^{eg}}{i[a_e e - a_g g + \Omega_{s,a} + D - v] + 1}, \quad (12)$$

где $m_0 = 5$ или 3 в симметричном и антисимметричном варианте согласно граничным условиям (6). Для удобства введем следующие обозначения:

$$\{e, g\} \equiv j, \quad \binom{p}{m} \equiv r, \quad \hat{L}(j) = \{L(j)\}_{rr'},$$

$$A_j(v) = ia_j(v) + 1, \quad a_j(v) = a_j - v,$$

$$a_j = a_e e - a_g g + \Omega_{s,a} + D, \quad \{\hat{\Phi}(j)\}_{mm'}^{pp'} = {}^p L_m^{eg} x^{p'} L_{m'}^{eg}. \quad (13)$$

Приведем также соотношение

$$[\hat{R}(j)]^n = \frac{(l^2)^{n-1}}{(A_j(v))^n} \hat{\Phi}(j), \quad (14)$$

где $l^2 = \sum_r (L^r)^2$.

Поскольку длительность падающего синхротронного импульса $T < nc$, имеет смысл представить его как $H\delta(t - t_0)$, где $\delta(t - t_0)$ — дельта-функция. Тогда, используя комбинаторный анализ, можем записать

$$\begin{aligned} h_m^p(t, s) &= H\delta(t - t_0) \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-s)^n}{(n-1)!n!} \sum_{j_1} \{ \hat{\Phi}(j_1) \}_{mm_0}^{pp'} (l^2)^{n-1} \\ &\times \int_0^{\infty} dx_1 (x_1)^{n-1} \exp(-A_{j_1}(0)x_1) \delta(x_1 - t) \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} (-s)^n \sum_{k_1+k_2=n} \sum_{j_1 \neq j_2} \frac{\{ \hat{\Phi}(j_1) \}_{k_1} \{ \hat{\Phi}(j_2) \}_{k_2} }{(k_1-1)!k_1!(k_2-1)!k_2!} \\ &\times \int_0^{\infty} dx_1 (x_1)^{k_1-1} e^{-A_{j_1}(0)x_1} \\ &\times \int_0^{\infty} dx_2 (x_2)^{k_2-1} e^{-A_{j_2}(0)x_2} \delta(x_1 + x_2 - t) + \dots \quad (15) \end{aligned}$$

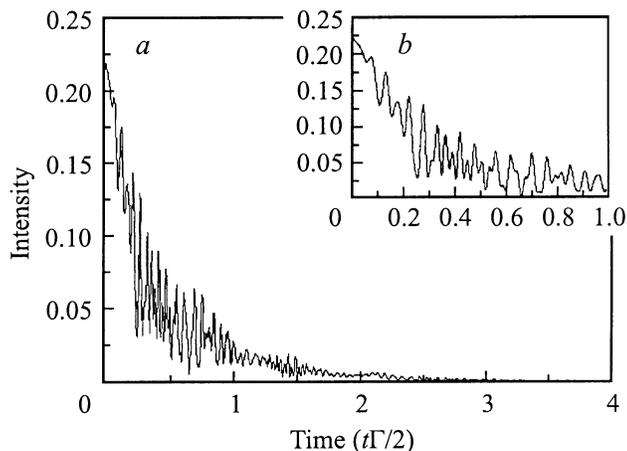


Рис. 4. Временной спектр, симметричное возбуждение (а) и увеличенный фрагмент спектра (b).

Комбинаторный анализ основан на учете числа членов произведений с несовпадающими между собой значениями j_1, j_2, \dots, j_h , где $h_{\max} = (2I_g + 1)(2L_e + 1)$, и для ядра ^{57}Fe $h_{\max} = 8$ определяется числом возможных уровней Раби. Причем разложение по вкладам с определенным h будет сходиться тем быстрее, чем больше по величине значение частот Раби.

Поскольку экспериментальная установка не реагирует на очень быстрые изменения во времени, нулевой вклад ($h = 0$) с δ -функцией мы отбрасываем, а второй вклад аналогичен выражению, приведенному в [16],

$$\tilde{h}_m^p(s, t) = -\frac{sJ_1(2\sqrt{s}l^2t)}{\sqrt{s}l^2t} \sum_{j_1} \sum_{p'} \{\Phi(j_1)\}_{mm_0}^{pp'} \times \tilde{h}_{m_0}^{p'}(0, 0) \exp(-A_{j_1}(0)t), \quad (16)$$

где $J_1(2\sqrt{s}l^2t)$ — функция Бесселя первого порядка; мы положили $t_0 = 0$.

Выражение (16) может описывать ситуацию только при небольших значениях s , так как при $s \rightarrow \infty$ $J_1(\sqrt{s}) \sim 1/\sqrt[4]{s}$ и, следовательно, $\tilde{h}_m^p \sim \sqrt[4]{s}$, т.е. интенсивность гамма-волны будет расти с увеличением пройденного пути как \sqrt{s} , что физически не оправдано. Однако для больших расщеплений Раби и $s \leq 1$ предварительные оценки можно проводить с применением выражения (16). Интенсивность временных спектров будет определяться квадратом модуля суммы гармоник магнитной напряженности гамма-волны, усредненной по поляризации падающего излучения.

На рис. 4 приведен временной спектр гамма-излучения от синхротронного источника в условиях ИРП, осуществленной путем инициирования двухчастотного гамма-магнитного резонанса (длина оптического пути $s = 1$). Он обнаруживает картину временных мессбауэровских спектров, определяемую помимо квантовых и динамических биений еще и биениями радиочастотных гармоник. Дальнейший анализ предполагает учет остальных вкладов разложения (15). Другой подход связан с

решением задачи для гамма-импульсов конечной длительности.

Анализ, проведенный в настоящей работе, показывает, что характер резонансного взаимодействия гамма-излучения с ядрами можно существенно изменить, используя для этой цели нелинейные интерференционные явления. Естественное развитие ИРП можно ожидать как в методах полного внешнего отражения, так и в ядерном брэгговском рассеянии в кристаллах, содержащих мессбауэровские ядра, обладающие энергетическим спектром со сверхтонкой структурой. При этом можно выявлять вклад неупругих каналов и их сопровождающих, в том числе испускание электронов внутренней конверсии. Нелинейное поведение ИРП может найти применение и в улучшении разрешения гамма-резонансных спектров. Перспективным является проведение экспериментов по осуществлению ИРП на основе синхротронного источника гамма-излучения. Другой аспект использования эффекта ИРП связан с развитием нелинейной гамма-оптики. В этом отношении появляется возможность его применения для создания резонаторов гамма-излучения, а также при разработке схем гамма-лазеров.

Список литературы

- [1] Б.А. Агапьев, Н.Б. Горный, Б.Г. Матисов, Ю.В. Рождественский. УФН **163**, 9, 1 (1993).
- [2] S.E. Harris. Phys. Today. **50**, 7, 36 (1997).
- [3] A.V. Mitin. Phys. Lett. **A84**, 5, 278 (1981).
- [4] В.К. Войтовецкий, С.М. Черемисин, А.Ю. Дудкин, Е.Г. Плоскирев. Письма в ЖЭТФ **36**, 9, 322 (1982).
- [5] А.В. Митин, Е.Ф. Макаров, Н.В. Поляков. ЖЭТФ **90**, 6, 1931 (1986).
- [6] А.В. Митин. Изв. РАН. Сер. физ. **56**, 7, 186 (1992).
- [7] А.В. Митин, Д.А. Роганов. Изв. РАН. Сер. физ. **65**, 7, 941 (2001).
- [8] J.B. Hastings, D.P. Siddon, U. van Bürc, R. Hollatz, U. Bergmann. Phys. Rev. Lett. **66**, 6, 770 (1991).
- [9] Yu.V. Shvyd'ko, U. van Bürc, W. Potzel, P. Schindemann, E. Gerda, O. Leupold, J. Metzger, H.D. Rüter, G.V. Smirnov. Phys. Rev. **B57**, 6, 3552 (1998).
- [10] G.V. Smirnov. Hyp. Inter. **123/124**, 31 (1999).
- [11] G. Orriols. Nuovo Cimento **B53**, 1, 1 (1979).
- [12] A.V. Mitin. Phys. Lett. **A213**, 207 (1996).
- [13] M.O. Scully, M. Fleischhauer. Phys. Rev. Lett. **69**, 1360 (1992).
- [14] M.O. Scully. Phys. Rev. Lett. **67**, 1855 (1991).
- [15] A.S. Zibrov, M.D. Lukin, L. Hollbord, D.E. Nikonov, M.O. Scully, H.G. Robinson, V.L. Velchansky. Phys. Rev. Lett. **76**, 3935 (1996).
- [16] Yu.M. Kagan, A.M. Afanas'ev, V.G. Kohn. J. Phys. **C12**, 615 (1979).