

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ И НЕКОГЕРЕНТНОМ РАССЕЯНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

В. В. Белошицкий, С. Б. Дабагов

Излучение релятивистских заряженных частиц в кристаллах представляет интерес как источник фотонов и как средство исследования кристаллов и их взаимодействия с быстрыми электронами [1-3]. Наиболее интенсивными являются спонтанные переходы между уровнями (зонами) поперечной энергии [4], которые образуются при малых углах падения частицы на кристаллографические оси или плоскости.

При низких энергиях электронов (от 1 до 50 МэВ) эти переходы формируют характерный линейчатый спектр. Кроме этих линий, однако, наблюдается значительный диффузный фон, который по интенсивности отличается от аморфной мишени [5, 6]. Природа его до сих пор остается неисследованной, хотя знание его необходимо для определения абсолютной интенсивности.

В настоящей работе развита общая теория, описывающая единым образом различные механизмы излучения. Впервые рассчитаны переходы с передачей энергии и продольного импульса кристаллу, которые ответственны за диффузный фон. Это позволило получить теоретически полный спектр излучения.

Вероятность излучения, вызванного переходом системы частица—кристалл из начального состояния i в конечное f , рассчитывается по известной формуле

$$W_{fi} = \frac{ce^2}{2\pi\hbar} \int \kappa^{-1} d^3\kappa \delta(\kappa - \kappa_{if}) \Phi_{fi}, \quad (1)$$

где

$$\Phi_{fi} = (\alpha_{fi}^* \alpha_{fi}) - (\kappa_0 \alpha_{fi}^*) (\kappa_0 \alpha_{fi}), \quad (2)$$

$$\alpha_{fi} = \int e^{-i\kappa r} \Psi_f^* \nabla \Psi_i d^3r \equiv \langle \Psi_f | e^{-i\kappa r} \nabla | \Psi_i \rangle \quad (3)$$

— матричный элемент перехода; $\kappa = \frac{\omega}{c}$ ($\ll \frac{E}{\hbar c}$) — волновой вектор испущенного фотона; $\hbar\kappa_{if}$ — изменение суммарной энергии системы.

Используя теорию возмущений, волновую функцию системы представим в виде

$$\Psi = \Psi^{(0)} + \frac{\Delta V}{E - H_0} \Psi^{(0)} + \dots, \quad (4)$$

где $H_0 = \hat{p}^2/2m + U + H_c$ — невозмущенный суммарный гамильтониан частицы и кристалла, U — непрерывный потенциал оси или плоскости [7]. Возмущение потенциала взаимодействия равно разнице между реальным потенциалом и усредненным

$$\Delta V = \sum_{\mathbf{R}_a} \left[\frac{Ze^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{R}_a|} + \sum_{\mathbf{r}_e} \frac{e^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_e - \mathbf{R}_a|} \right] - U, \quad (5)$$

причем суммирование распространяется на все атомы и электроны кристаллической подсистемы. Нетрудно заметить, что в нулевом приближении $\Psi = \Psi^{(0)}$, а значит, $\alpha_{fi} = \alpha_{fi}^{(0)}$, и мы приходим к общему выражению для вероятности спонтанного излучения каналированной частицы [8]. В первом порядке теории возмущений матричный элемент перехода запишется в виде

$$\alpha_{fi}^{(1)} = \sum_m' \alpha_{fm}^{(0)} \frac{\Delta V_{mi}}{\tilde{E}_i - \tilde{E}_m} = \left\langle \Psi_f^{(0)} \left| e^{-i\kappa r} \nabla \sum_m' \frac{\Delta V_{mi}}{\tilde{E}_i - \tilde{E}_m} \right| \Psi_m^{(0)} \right\rangle, \quad (6)$$

где $\Delta V_{mi} \equiv \langle \Psi_m^{(0)} | \Delta V | \Psi_i^{(0)} \rangle$; $\tilde{E}_i = \varepsilon_i + E_i$ — суммарная энергия кристалла и частицы в состоянии i . Выразив волновую функцию системы через волновые функции частицы и кристалла $|\Psi^{(0)}\rangle = |\chi\rangle |\varphi\rangle$, а потенциал ΔV через его фурье-образ ΔV_q

$$\Delta V(\mathbf{r} - \mathbf{R}) = \int \Delta V_q e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{r} - \mathbf{R})} d^3q, \quad (7)$$

получим для матричного члена ΔV_{mi}

$$\Delta V_{mi} \equiv \langle \Psi_m | \Delta V | \Psi_i \rangle = 2\pi \int \Delta V_q \langle \chi_m | e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} | \chi_i \rangle \langle \varphi_m | e^{i\mathbf{q}\mathbf{R}} | \varphi_i \rangle d^3q. \quad (8)$$

Упругие переходы происходят при обязательной передаче продольного импульса, ибо за эти переходы ответственно ΔV_d , которое обращается в нуль при $q_{\parallel} = 0$. В этом случае сумма по атомам кристалла квадратов модулей матричных элементов (8) приводит к следующему выражению:

$$\begin{aligned} & \sum_a \langle \varphi_i | \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R}_a) | \varphi_i \rangle \sum_{a'} \langle \varphi_i | \exp(i\mathbf{q}'\mathbf{R}_{a'}) | \varphi_i \rangle = \\ & = \sum_{a, a'} \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{R}_{a0} - \mathbf{R}_{a'0})] F_{iia}(\mathbf{q}) F_{iia'}^*(\mathbf{q}'), \end{aligned} \quad (9)$$

где $F_{iia}(\mathbf{q}) = \langle \varphi_{ia} | \exp(i\mathbf{q}\Delta\mathbf{R}_a) | \varphi_{ia} \rangle$ — форм-фактор колеблющегося ядра В (9) учтено, что

$$\mathbf{q} - \mathbf{q}' = \mathbf{g}. \quad (10)$$

Последнее является следствием закона сохранения импульса

$$\mathbf{p}_i + \mathbf{q} = \mathbf{p}_f + \mathbf{z} + \mathbf{g}. \quad (11)$$

Поскольку потенциал U зависит только от поперечных координат, то вектор \mathbf{g} в (10) и (11) имеет только поперечные компоненты (т. е. перпендикулярен атомной оси или плоскости), а для продольных направлений имеет место закон сохранения импульса в обычной форме. После суммирования в (9) по всем атомам кристалла и усреднения получаем выражение

$$N \overline{F_{ii}(\mathbf{q}) F_{ii}^*(\mathbf{q}')} - \overline{F_{ii}(\mathbf{q}) F_{ii}^*(\mathbf{q}')} + \sum_g \delta(\mathbf{q} - \mathbf{g}) \overline{F_{ii}(\mathbf{q}) F_{ii}^*(\mathbf{q})}. \quad (12)$$

Первая строчка в формуле (12) описывает некогерентные упругие переходы, а вторая когерентные упругие переходы. Последние сопровождаются когерентно-тормозным излучением [9], для которого справедлив закон сохранения энергии

$$\Delta E_{\perp f i} - \hbar c q_{\parallel} - \hbar c x_{\parallel} \beta_{\parallel} + \hbar \omega = 0. \quad (13)$$

Дельта-функция в (12) свидетельствует о дискретности когерентно-тормозного излучения $\mathbf{q} = \mathbf{g}$. При этом $\vec{E}_i - \vec{E}_m = \hbar c \mathbf{g}_{\parallel}$, откуда следует, что вероятности переходов велики при \mathbf{g} , близком к перпендикуляру к импульсу частицы \mathbf{p} .

Переходы с передачей энергии кристаллу (возбуждение электронов или фононов) можно назвать «неупругим излучением» по аналогии с неупругой ионизацией, когда наряду с ионизацией мишени происходит возбуждение налетающего иона.

Использование модели независимых атомов, движущихся в усредненном поле, приводит к следующему выражению в квадрате матричного элемента перехода:

$$\begin{aligned} & \sum_{f, a, a'} \langle \varphi_i | \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{R}_a) | \varphi_f \rangle \langle \varphi_f | \exp(i\mathbf{q}'\mathbf{R}_{a'}) | \varphi_i \rangle = \\ & = N [\langle \varphi_i | \exp(i\mathbf{g}\Delta\mathbf{R}_a) | \varphi_i \rangle - \langle \varphi_i | \exp(i\mathbf{q}\Delta\mathbf{R}_a) | \varphi_i \rangle \langle \varphi_i | \exp(-i\mathbf{q}'\Delta\mathbf{R}_{a'}) | \varphi_i \rangle]. \end{aligned} \quad (14)$$

Так как изменение энергии кристалла намного меньше изменения поперечной энергии частицы, то упругие и неупругие переходы можно объединить. В результате вероятность перехода будет пропорциональна величине

$$N \langle \langle \exp(i\mathbf{g}\Delta\mathbf{R}) \rangle \rangle_{\tau} - \langle \langle \exp(i\mathbf{q}\Delta\mathbf{R}) \rangle \langle \exp(-i\mathbf{q}'\Delta\mathbf{R}) \rangle \rangle_{\tau}, \quad (15)$$

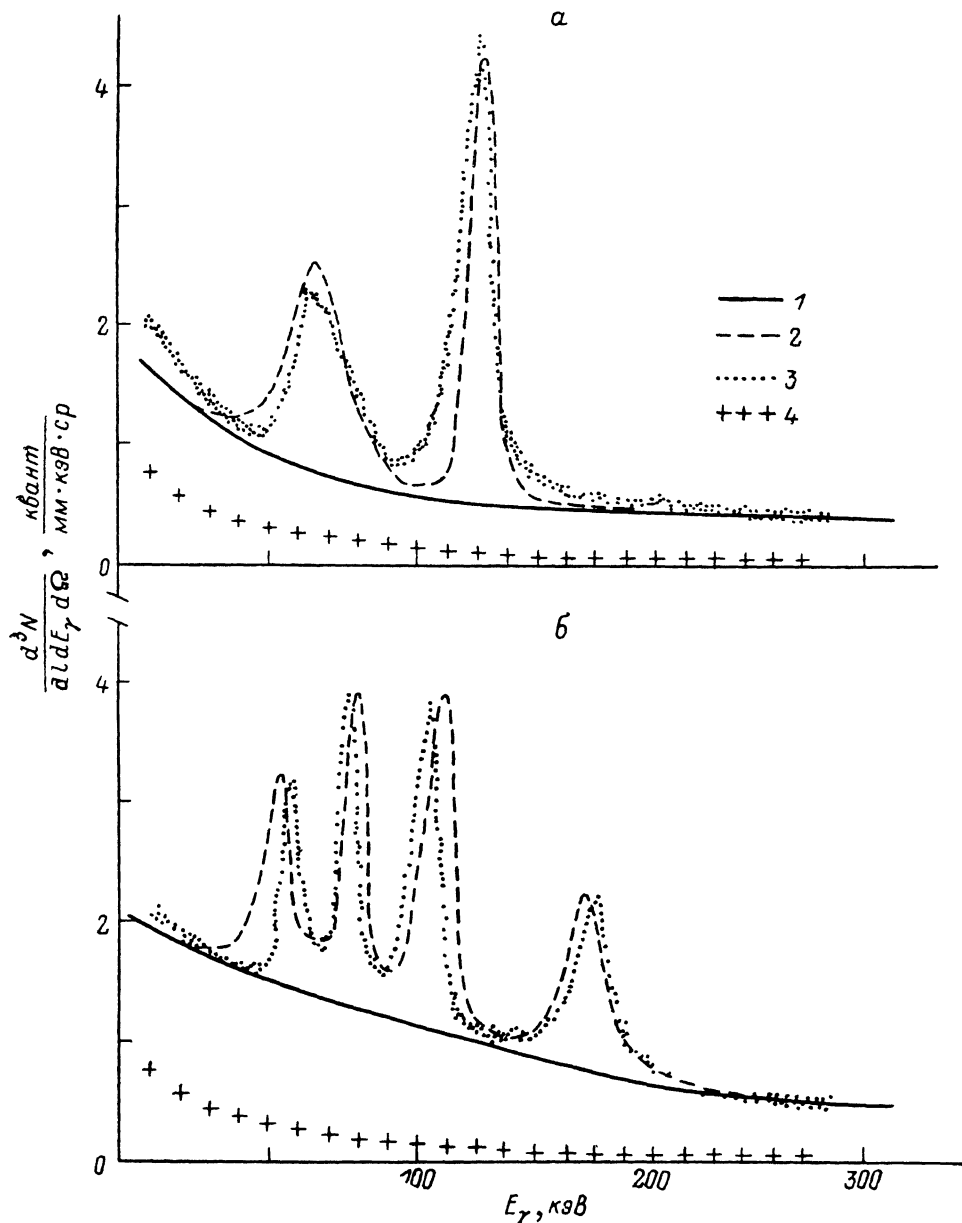
где $\langle \dots \rangle$ — усреднение по состояниям кристалла, $\langle \dots \rangle_{\tau}$ — усреднение по тепловым колебаниям атомов. Поскольку вероятность рассеяния $\sim V_q^2$ резко убывает при $q \gg a^{-1}$, где a — постоянная экранирования, отклонения атомов от положения равновесия можно считать малыми. В этом приближении, используя результаты для рассеяния нейтронов [10], получим для (15) выражение

$$N [1 - \exp(-W(q) - W(q'))] \equiv N A(q, q'), \quad (16)$$

где $W(q)$ — фактор Дебая—Валлера.

В области больших импульсов $\hbar c q_{\parallel} \gg \Delta E_{\perp im}$ формула (6) для матричного элемента принимает вид

$$\alpha_{f_i}^{(1)} \sim \sum_{q_{\perp}} \langle \chi_f | e^{-i\mathbf{r} \cdot (\mathbf{x} + \mathbf{q})} \hat{\mathbf{p}} - e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} \hat{\mathbf{p}} e^{-i\mathbf{x}\mathbf{r}} | \chi_i \rangle. \quad (17)$$



Спектры излучения каналированного электрона с энергией $E=54$ МэВ для плоскостей (100) (а) и (110) (б) монокристалла алмаза.

1 — диффузный фон, 2 — суммарный теоретический спектр, 3 — эксперимент [6], 4 — спектр от аморфной мишени.

При некогерентном рассеянии q_{\parallel} дается отстройкой от резонанса $cq_{\parallel} = (\omega - \omega_0)(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)$, что является следствием закона сохранения энергии, где $\omega_0 = \Delta E_{\perp if} / (1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)$, $\theta = (\mathbf{x}, \mathbf{p})$ — угол излучения фотона, $\beta_{\parallel} = v_{\parallel} / c$ — относительная продольная скорость частицы. В пределе больших частот слагаемым $\Delta E_{\perp if}$ можно пренебречь. Тогда, проводя суммирование по всем конечным состояниям, получаем выражения для квадратов матричных элементов

$$|\alpha_{f_i}|^2 = \sum_{\mathbf{q}_\perp, \mathbf{q}'_\perp} \frac{\langle \chi_i | V_q V_{q'} (\mathbf{q}_\perp \mathbf{q}'_\perp) e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}_\perp} | \chi_i \rangle}{\omega^2 (1 - \beta_\parallel \cos \theta)^2} A(q, q'), \quad (18)$$

$$|\alpha_{f_i \mathbf{x}_0}|^2 = \sum_{\mathbf{q}_\perp, \mathbf{q}'_\perp} \frac{\langle \chi_i | V_q V_{q'} (\mathbf{q}_\perp \mathbf{x}_0) (\mathbf{q}'_\perp \mathbf{x}_0) e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}_\perp} | \chi_i \rangle}{\omega^2 (1 - \beta_\parallel \cos \theta)^2} A(q, q'). \quad (19)$$

В области низких частот функция Φ_{f_i} пропорциональна следующему выражению:

$$\sum_{\mathbf{q}_\perp, \mathbf{q}'_\perp} V_q V_{q'} A(q, q') \left| \sum_m \left(\frac{B(\mathbf{q}, m, f)}{\omega(1 - \beta_\parallel \cos \theta) - \Delta E_{\perp mf}} + \frac{B(\mathbf{q}, m, i)}{\omega(1 - \beta_\parallel \cos \theta) - \Delta E_{\perp im}} \right) \right|^2, \quad (20)$$

где функция $B(q, m, l)$ зависит от поперечных и продольных импульсов, переданных кристаллу, и от матричных элементов по промежуточным состояниям частицы.

При излучении фотона вперед в случае плоскостного каналирования выражения для Φ_{f_i} получаются из (18)–(20) после не сложных, но довольно громоздких выкладок, причем в области больших частот

$$\begin{aligned} \Phi_{f_i |_{\theta=0}} \sim \sum_g \int d^2 q_\perp q_\perp^2 \frac{V_q V_{q-g} A(q, q-g)}{\omega^2 (1 - \beta_\parallel)^2} \mathbf{q}_\perp (\mathbf{q}_\perp - \mathbf{g}) \times \\ \times \{1 - \cos(\widehat{\mathbf{q}, \mathbf{x}_0}) \cos(\widehat{\mathbf{q}', \mathbf{x}_0})\} \langle \chi_i | e^{-i\mathbf{g}\mathbf{r}_\perp} | \chi_i \rangle, \end{aligned} \quad (21)$$

и для мягких частот в формуле (20)

$$B(\mathbf{q}, m, l) |_{\theta=0} = q_\perp^2 \delta_{lm} - \langle \chi_l | \nabla_x^2 | \chi_m \rangle. \quad (22)$$

При обычных для каналирования частотах возможен резонанс, соответствующий частотам

$$\omega_1 = \Delta E_{\perp mf} / (1 - \beta_\parallel \cos \theta), \quad \omega_2 = \Delta E_{\perp im} / (1 - \beta_\parallel \cos \theta). \quad (23)$$

Резонансные слагаемые в сумме по промежуточным состояниям m (20) необходимо вычислять с учетом ширины линий. В этом случае нужно учесть конечное время жизни частицы в заданном состоянии, которое является главной причиной уширения линий [11]. Оставшаяся часть суммы по промежуточным состояниям дает сплошной фон (диффузный фон).

Расчеты по формулам (21), (22) проводились для электронов с энергией $E=54$ МэВ, каналированных вдоль плоскостей (100) и (110) в кристалле алмаза. Задача решалась с использованием потенциала Пешля—Теллера

$$U(x) = -U_0 / \text{ch}^2(x/b), \quad (24)$$

для которого известно решение уравнения Шредингера [12]. Это позволило аналитически рассчитывать матричные элементы. При суммировании по начальным состояниям их заселенность вычислялась по методу, предложенному в [3]. Результаты приведены на рисунке. Диффузный фон, полученный из расчетов, изображен сплошной линией. Для сравнения с экспериментом [6] на рисунке приведен также суммарный спектр, включающий резонансные слагаемые. Ширины линий излучения для резонансных переходов вычислялись по формуле (4.19) из [13]. Согласие теоретических кривых с экспериментальными довольно хорошее. Различие же в положении пиков в случае С (110) объясняется несовпадением использованного потенциала с реальным потенциалом плоскости. Как и ожидалось, диффузный фон заметно отличается по интенсивности от фона, получающегося для случая аморфной мишени.

Литература

- [1] Ахизер А. И., Жульга Н. Ф. УФН, 1982, т. 137, № 4, с. 561—604.
- [2] Базылев В. А., Жеваго Н. К. УФН, 1982, т. 137, № 4, с. 605—662.
- [3] Beloshitsky V. V., Komarov F. F. Phys. Rep., 1982, v. 93, N 3, p. 117—197.
- [4] Кумахов М. А. ЖЭТФ, 1977, т. 72, № 4, с. 1489—1508.
- [5] Aiguard M. J., Swent R. L., Pantell R. H. et al. Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, N 17, p. 1148—1157.
- [6] Giovanere M., Sillou D., Spighel M. et al. Nucl. Instr. Meth., 1982, v. 194, N 1, p. 225—228.
- [7] Gemmell D. S. Rev. Mod. Phys., 1974, v. 46, N 1, p. 129—191.
- [8] Белошицкий В. В., Кумахов М. А. ЖЭТФ, 1978, т. 74, № 4, с. 1244—1256.

- [9] Тер-Микаэлян М. И. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969. 457 с.
- [10] Glauber R. J. Phys. Rev., 1955, v. 98, N 6, p. 1692—1698.
- [11] Andersen J. U., Bonderup E., Laegsgaard E. et al. Nucl. Instr. Meth., 1982, v. 194, N 1—3, p. 209—224.
- [12] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974, т. 3. 752 с.
- [13] Andersen J. U., Bonderup E., Laegsgaard E., Sørensen A. H. Physica Scripta, 1983, v. 28, N 3, p. 308—330.

Поступило в Редакцию
27 июня 1987 г.

Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988

РЕЛАКСАЦИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ВІ-СОДЕРЖАЩИХ ПЛЕНКАХ

А. Н. Ануфриев

В последнее время большое внимание уделяется разработке устройств с магнитооптической обработкой сигнала. В качестве активных магнитных сред в таких устройствах применяются Ві-содержащие феррит-гранатовые пленки, обладающие высоким удельным фарадеевским вращением и легко управляемой доменной структурой. Однако быстродействие устройств лимитируется сравнительно небольшой скоростью доменных границ (ДГ) и большими временами их релаксации. Релаксации ДГ посвящен ряд работ [1—4], в которых исследуются процессы релаксации ДГ при воздействии на них синусоидальным магнитным полем в широком диапазоне частот. Релаксацию ДГ объясняют наличием «вязкого» трения в системе и перестройкой структуры ДГ на частотах, близких к частотам релаксации [1, 2]. Низкочастотная релаксация ДГ в области 0.5—1.0 кГц объясняется собственной намагниченностью ДГ в области ее выхода на поверхность образца [3].

Кроме того, вклад в релаксацию ДГ вносят обменные взаимодействия при наличии пространственной дисперсии магнитных моментов [4].

Большой интерес представляет собой релаксация ДГ после воздействия на них одиночным прямоугольным импульсом магнитного поля, т. е. когда скважность сигнала, интервал между соседними импульсами, много больше времени релаксации. В таком режиме ДГ полностью возвращается в состояние равновесия и сигналы фотоотклика не перекрываются.

В данной работе исследовалась кооперативная релаксация ДГ при воздействии на них одиночным прямоугольным импульсом магнитного поля.

Исследовались пленки состава $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$, выращенные на подложке из ГГГ с ориентацией (111). Толщина пленки 7.2 мкм, полупериод доменной структуры $w=35$ мкм, $M_s=0.4$ кА/м, $H_k=215$ кА/м, $\alpha=0.03$.

Исследование колебаний доменных границ проводилось методом фотоотклика. Фронт импульса перемагничивания был не хуже 50 нс, длительность импульса варьировалась в пределах 0.1—10 мкс. Параметры и форма сигнала фотоотклика и перемагничивающего импульса показаны на рис. 1. При перемагничивании ДГ совершали свободные кооперативные колебания [5].

В первом эксперименте, результаты которого приведены на рис. 1, длительность перемагничивающего импульса поддерживалась постоянной и составляла 10 мкс. С ростом импульсного поля наблюдалось увеличение амплитуды фотоотклика и времени релаксации ДГ, время нарастания сигнала фотоотклика падало. Начиная с импульсных полей напряженностью 4 кА/м наблюдается выход на насыщение амплитуды сигнала фотоотклика, что свидетельствует о достижении предельной амплитуды колебаний ДГ. При этом наблюдается резкое увеличение времени релаксации ДГ, которое при $H_n=8$ кА/м достигает 100 мкс. Время нарастания сигнала фотоотклика в интервале полей 4—10 кА/м остается постоянным, что можно объяснить насыщением скорости ДГ. Видно, что при переходе через значение величины импульсного поля $H_n=4$ кА/м, отвечающего насыщению скорости ДГ, характер релаксации ДГ изменяется.

Во втором эксперименте величина импульсного поля поддерживалась постоянной и составляла 2.5 кА/м, что было ниже поля насыщения скорости ДГ. Начиная с длительности