



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-492

P13-95-492

В.Ф.Кушнирук, Э.Бялковский\*, И.В.Кузнецов,  
Ю.Г.Соболев, Р.Вольский, С.В.Кувардин

КРЕМНИЕВЫЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ  
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

\*Институт ядерных исследований, Краков, Польша

1995

Использование кремниевых эпитаксиальных структур для изготовления тонких  $\Delta E$ -детекторов, а также интегральных ( $\Delta E-E$ )- и ( $\Delta E_1-\Delta E_2$ )-детекторов хорошо известно [1-5]. Применение таких структур для изготовления  $E$ -детекторов не получило широкого распространения из-за сравнительно малой толщины эпитаксиальных слоев ( $\approx 10-100$  мкм) и сравнительно низкого удельного сопротивления этих слоев ( $\approx 10-100$  Ом  $\times$  см). Однако легко достижимая в настоящее время толщина эпитаксиальных слоев в несколько десятков микрон позволяет создавать на их основе детекторы короткопробежных заряженных частиц. В частности, могут быть созданы детекторы осколков низкоэнергетического деления, поскольку средний пробег легкого осколка (например, осколка спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ ) не превышает 20 мкм.

Детекторы на основе кремниевых эпитаксиальных структур ( $\Delta D$ ), на наш взгляд, должны обладать рядом преимуществ по сравнению с поверхностно-барьерными детекторами (ПБД), наиболее часто используемыми для спектрометрии осколков деления. Такими преимуществами являются:

- а) высокое быстродействие, обусловленное сравнительно низким удельным сопротивлением эпитаксиального слоя и, соответственно, высокой напряженностью электрического поля, достигаемой при небольших напряжениях смещения, приложенных к детектору;
- б) высокая радиационная стойкость детекторов, обусловленная тем, что удельное сопротивление эпитаксиального слоя более чем на порядок величины ниже типичного значения сопротивления  $n\text{-Si}$ , используемого для изготовления ПБД;
- в) меньшая чувствительность к сопровождаемому процесс деления ядер фоновому  $\beta$ ,  $\gamma$  и нейтронному излучению, поскольку толщина чувствительной области детектора ограничена всего лишь несколькими десятками микрон, а базовый сильно залегированный  $n^{++}$ -материал имеет низкое время жизни неравновесных носителей тока, генерированных фоновым излучением в базе  $\Delta D$ ;
- г) высокое качество ( $n-n^{++}$ )-контакта, исключающее возможность инжекции носителей тока при полном истощении эпитаксиального слоя;
- д) меньшая стоимость эпитаксиальных пластин по сравнению с высокоомным  $n\text{-Si}$ .

Указанная выше совокупность потенциальных преимуществ стимулировала наши исследования свойств детекторов осколков деления на основе кремниевых эпитаксиальных структур. В настоящей работе приведены результаты исследований параметров разработанных нами  $\Delta D$  осколков деления.  $\Delta D$  осколков деления были изготовлены по обычной поверхностно-барьерной методике с герметизацией края детектора эпоксидной смолой. В качестве выпрямляющего контакта служил слой  $\text{Au}$  толщиной 40 мкг/см<sup>2</sup>, нанесенный

Since 1977 [1] the deep inelastic electron scattering from a photon target has become a new subject of the intensive theoretical studies in the framework of QCD<sup>1</sup>. Much progress has been achieved in this direction [3]. As was firstly advocated by Witten the non-polarized structure function  $F_2(x)$  can be calculated using the perturbative QCD alone. At that time there was considerable optimism that this process was an excellent test for the perturbative QCD and might provide an accurate measurement of  $\alpha_s$ . By now the optimism has waned considerably. This happens because Witten's suggestion is true only for the asymptotically large probe-photon momentum transferred squared where a "contact"-type term due to the photon operators in the framework of OPE turns out to be dominant. At smaller values of  $Q^2$  the hadronic component become sizable, the photon admits considerable contribution that comes from the nonperturbative region. Due to this contamination the hope of pure extraction of  $\Lambda_{QCD}$  from this reaction in real experiment fails owing to the large uncertainty in the theoretical prediction for this part. Till recently the only estimations for the latter have been obtained from the Vector Meson Dominance Models [3].

The first QCD based calculation of the hadronic part has been initiated by Balitsky [4]. However, only a few first moments rather than  $x$ -dependence of the structure function were found in his paper. Recently a new approach to calculation of the photon structure function in QCD has been developed [5]. It enables one to evaluate the structure function in the region of intermediate  $x$  and was successfully applied to the case of spin averaged scattering.

In recent times the polarized photon structure functions have attracted a lot of attention. In ref. [6] OPE and the renormalization group analysis was extended to the polarized sector, while refs. [7] deal with the first moment of the spin dependent structure function  $g_1^{\gamma}(x)$  and its sensitivity to the chiral symmetry realization. In these papers as in the Witten's one the hadronic component was completely disregarded.

In the present investigation we concentrate on the calculation of the polarized structure function  $g_1^{\gamma}(x)$  following the method mentioned above. We shall start with the consideration of the structure function when the target photon virtuality is large and spacelike but  $-p^2 \ll Q^2$  and apply the OPE to the discontinuity of the forward photon-photon scattering amplitude, which results in the expansion in the inverse powers of target-photon virtuality  $p^2$ . To obtain the correct analytical properties in the photon off-shellness, we adopt a certain model for the structure function and the hadronic spectrum. Comparing the two representations of the same quantity we can fix unambiguously all unknown parameters.

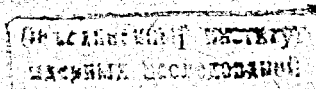
The sensitivity to the QCD radiative corrections is poor until very large  $Q^2$  is attained much larger than is now available. Thus, we restrict ourselves to the lowest order graphs and to the consideration of light quarks only.

To start with we consider the four-point correlation function

$$T_{\mu\nu,\alpha\beta} = 4\pi\alpha_{em}i^3 \int d^4x d^4y d^4z e^{iqx+ip(y-z)} \langle 0 | T \{ j_{\mu}(x) j_{\nu}(0) j_{\alpha}(y) j_{\beta}(z) \} | 0 \rangle, \quad (1)$$

where  $j_{\mu} = \sum_q Q_q \bar{\psi}_q \gamma_{\mu} \psi_q$  is the electromagnetic quark current. This amplitude is originated from the  $T$ -product of two electromagnetic currents between the photon states and

<sup>1</sup>For the first discussion of the photon structure functions in the context of the gauge theories see the paper by Ahmed and Ross [2] and references given therein.



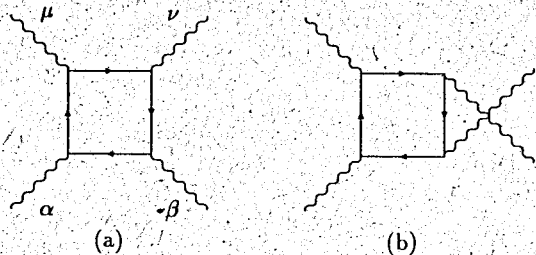


Figure 1: Perturbative diagrams for the unit operator in the operator expansion.

application of the Lehmann-Symanzik-Zimmermann reduction formula. The discontinuity across the branch cut on the real axis in the complex plane of  $\omega = \frac{1}{x}$ , where  $x$  is the usual Bjorken variable, gives us the structure function we are interested in. In order to find the polarized spin structure function, we isolate it as a coefficient in front of an appropriate tensor structure, namely

$$\frac{1}{\pi} \text{Im} T_{\mu\nu, \alpha\beta} \epsilon_\alpha \epsilon_\beta^* = \frac{i}{(pq)} \epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} q_\lambda s_\sigma g_1^\gamma(x, Q^2, p^2). \quad (2)$$

where  $s_\sigma = i\epsilon_{\alpha\beta\gamma\sigma} \epsilon_\alpha \epsilon_\beta^* p_\gamma$  and  $\epsilon_\alpha$  is a photon polarization vector. More precisely, for the purposes of this paper it is enough to pick out the antisymmetric tensor  $(g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha})$ .

As a first step we have to find the contribution of the unit operator. This result is well known since the "photon-photon fusion" process was calculated even before the advent of QCD [8]. However, to reproduce unambiguously the spectral densities in the dispersion representation for the structure function, which require some intermediate result, such a calculation has to be performed over again. We restrict ourselves to the scaling approximation, i.e. to taking into account the first nonvanishing term in the expansion in powers of  $p^2/Q^2$ , therefore limiting to the leading twist-2 contribution. The result is

$$\begin{aligned} g_1^\gamma(x, Q^2, p^2)_{\text{pert}} &= \frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle \left\{ \left( 2 - 3x + [x^2 - (1-x)^2] \int_0^{Q^2/x^2} \frac{dp'^2 p'^2}{(p'^2 - p^2)^2} \right) - (1-x) \right\} \\ &= \frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle [x^2 - (1-x)^2] \left( \ln \left( \frac{Q^2}{-p^2 x^2} \right) - 2 \right). \end{aligned} \quad (3)$$

where  $\langle Q_q^4 \rangle = \frac{1}{N_f} \sum_q Q_q^4$  is an average of the fourth powers of the quark charges. This result is twice that represented by diagrams in fig.1 due to the clockwise and counter-clockwise directions of the internal quark lines, each term in the curve brackets corresponds to the graph (a) and (b), respectively. The first line of this equation will be used in the following to fix the parameters of the hadronic spectrum.

From all power corrections up to dimension eight we calculate only one due to the gluon condensate  $(\frac{\alpha_s}{\pi} G^2)$ . This can be elucidated by the facts that the lowest dimension quark condensate  $(\psi\psi)$  cannot appear due to chiral invariance as it is accompanied by the light quark mass which we set equal to zero in all calculations. The contribution of the three-gluon condensate  $(g^3 f G^3)$  is usually small. Dimension six four-quark condensate

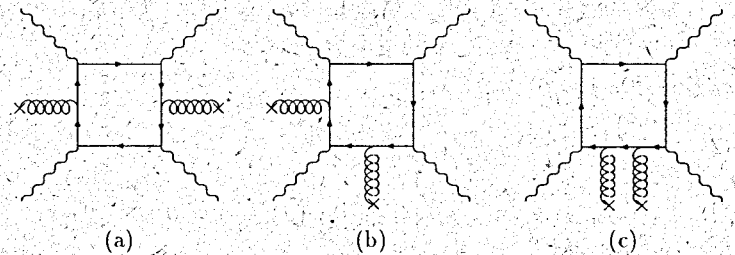


Figure 2: Gluon condensate contribution to the imaginary part of the forward  $\gamma\gamma$ -scattering amplitude.

can be omitted because its contribution is proportional to the delta function  $-\delta(1-x)$  and turns out to be beyond the scope of the method. Of course, this singular contribution can be smeared over the whole region of the momentum fraction from zero to unity by introducing the concept of nonlocal quark condensate. But as will be discussed at the end of the paper it can be neglected too.

To simplify the calculation of the leading power correction, it is convenient to use fixed-point gauge for the background gluon field  $(x-x_0)_\mu B_\mu^a(x) = 0$ . We chose the fixed point in the vertex of the hard photon emission  $x_0 = 0$ . The quark propagator in this gauge up to the order  $O(G^2)$  looks like [9].

$$\begin{aligned} S(x, y) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{-ik(x-y)} \left\{ \frac{\not{k}}{k^2} + g \tilde{G}_{\alpha\beta}^a t^a \frac{\not{k}_\alpha}{k^4} \gamma_\beta \gamma_5 + \frac{1}{2} g G_{\alpha\beta}^a t^a y_\alpha \left( \frac{\gamma_\beta}{k^2} - 2 \frac{k_\beta \not{k}}{k^4} \right) \right. \\ \left. - \frac{\langle g^2 G^2 \rangle}{32 \cdot 2^5} \left( \frac{y^2 \not{k}}{k^4} + 4 \frac{\not{k}(ky)^2}{k^6} - 2 \frac{\not{y}(ky)}{k^4} \right) \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

A non-zero contribution comes in the leading twist from the diagrams depicted on fig.2 and each term in the curve brackets corresponds to the diagrams (a), (b) and (c), respectively:

$$\begin{aligned} g_1^\gamma(x, Q^2, p^2)_{(\frac{\alpha_s}{\pi} G^2)} &= \frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle \frac{1}{12 N_c p^4} \frac{\pi^2}{\pi} (\frac{\alpha_s}{\pi} G^2) \left\{ \left( \frac{8}{3} \frac{1}{x^2} - \frac{41}{3x} \right) + \left( \frac{8}{3} \frac{1}{x^2} \right) + \left( \frac{41}{3x} \right) \right\} \\ &= \frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle \frac{4}{9 N_c p^4} \frac{\pi^2}{\pi} (\frac{\alpha_s}{\pi} G^2) \frac{1}{x^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Collecting all contributions we obtain the following structure function for the off-shell polarized target photon:

$$\begin{aligned} g_1^\gamma(x, Q^2, p^2) &= \frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle \left\{ [x^2 - (1-x)^2] \left( \ln \left( \frac{Q^2}{-p^2 x^2} \right) - 2 \right) + \frac{4}{9 N_c p^4} \frac{\pi^2}{\pi} (\frac{\alpha_s}{\pi} G^2) \frac{1}{x^2} \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

On the other hand we can use the analytical properties in  $p^2$  [10] and represent the structure function via dispersion relation with respect to  $p^2$  in terms of the physical states.

$$g_1^\gamma(x, Q^2, p^2) = G_0(x) + \int_0^\infty dp'^2 \frac{G_1(x, p'^2)}{(p'^2 - p^2)} + \int_0^\infty dp_1'^2 \int_0^\infty dp_2'^2 \frac{G_2(x, p_1'^2, p_2'^2)}{(p_1'^2 - p^2)(p_2'^2 - p^2)} \quad (7)$$

For functions  $G_i$  we accept the technique standard for the QCD sum rules, "resonance plus continuum" model:

$$\begin{aligned} G_1(x, p^2) &= G_1^{(1)}(x)\delta(p^2 - m_\rho^2) + G_1^{(2)}(x)\theta(p^2 - p_0^2), \\ G_2(x, p_1^2, p_2^2) &= G_2^{(1)}(x)\delta(p_1^2 - m_\rho^2)\delta(p_2^2 - m_\rho^2) + G_2^{(2)}(x)\theta(p_1^2 - p_0^2)\theta(p_2^2 - p_0^2), \end{aligned} \quad (8)$$

where  $p_0^2 = 1.5\text{GeV}^2$  is a threshold value for the vector meson channel and  $m_\rho^2 = 0.6\text{GeV}^2$  is a  $\rho$ -meson mass squared.

Requiring that at  $-p^2 \rightarrow \infty$  eq.(7) must coincide with the bare quark loop, we obtain:

$$\begin{aligned} G_0(x) &= -\frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle [x^2 - (1-x)^2], \\ G_1^{(1)}(x) &= 0, \\ G_2^{(2)}(x) &= \frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle [x^2 - (1-x)^2] p_1'^2 \delta(p_1'^2 - p_2'^2) \theta(Q^2/x^2 - p_1'^2). \end{aligned} \quad (9)$$

Substituting them back into the dispersion relation (7) and expanding in the inverse powers of  $p^2$  we can compare the resulting expression with QCD calculated  $g_1^\gamma(x, Q^2, p^2)$  (6) and fix the remaining unknown functions  $G_1^{(1)}(x)$  and  $G_2^{(1)}(x)$ , namely:

$$\begin{aligned} G_1^{(1)}(x) &= 0, \\ G_2^{(1)}(x) &= \frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle p_0^4 \left[ \frac{1}{2} [x^2 - (1-x)^2] + \frac{4}{9N_c} \frac{\pi^2}{p_0^4} \left( \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \right) \frac{1}{x^2} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Finally, we collect all functions and make integration in eq.(7) keeping the leading twist-2 contribution. We come to the polarized virtual structure function which possesses the correct analytical properties in the photon squared mass and accounts for the hadronic part:

$$\begin{aligned} g_1^\gamma(x, Q^2, p^2) &= \frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle \\ &\left\{ -[x^2 - (1-x)^2] + [x^2 - (1-x)^2] \left[ \ln \left( \frac{Q^2}{x^2(p_0^2 - p^2)} \right) + \frac{p^2}{(p_0^2 - p^2)} \right] \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \frac{p_0^4}{(p^2 - m_\rho^2)^2} \left[ [x^2 - (1-x)^2] + \frac{8}{9N_c} \frac{\pi^2}{p_0^4} \left( \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \right) \frac{1}{x^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Now we make some comments about the introduction of the nonlocal quark condensates. Such an attempt was made in ref. [11] for the spin averaged structure function  $F_2(x)$ . But there are two shortcomings in this paper. First, the authors claim that the contribution due to the quark condensate improves considerably the description of experimental data, though, there is a numerical error in their answer: the coefficient in front of the nonlocal vector quark condensate is three times smaller. The second fact is connected with improper treatment of nonlocal objects. The diagram with a nonlocal scalar condensate used in their paper does not exist. This can be seen from the following facts. As was shown long ago in Ioffe's paper [12] the virtuality of the active quark lines in the box on which the hard  $\gamma$ -quantum is scattered is of an order of  $k^2 \sim xp^2$  or for the transverse component of the quark momentum  $k_1^2 \sim x(1-x)p^2$ . This statement is valid only for the

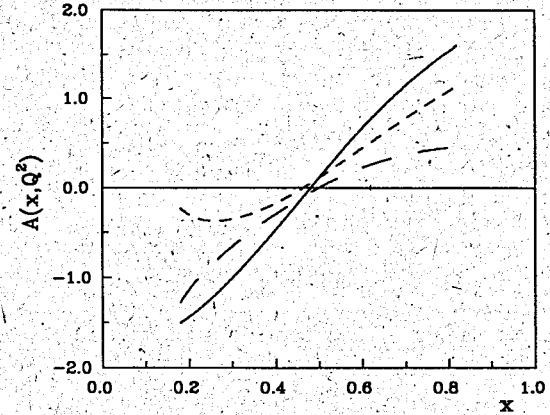


Figure 3: Real photon asymmetry at  $Q^2 = 10\text{GeV}^2$ . The solid curve corresponds to the full spin dependent structure function given by eq. (11), while long- and short-dashed lines correspond to the continuum and hadronic contributions to the latter.

imaginary part of  $T_{\mu\nu, \alpha\beta}$  when the propagators corresponding to the horizontal lines are on the mass-shell [13]. The use of OPE in the target-photon virtuality can be justified if  $-p^2 \gg R_{conf}^2$ , where  $R_{conf}$  is the confinement radius. So, the virtuality of the quark line is large in the region of intermediate  $x$  where this method can be used, and there is no reason to substitute the perturbative propagator by some function that simulates large distance propagation. In the limit  $x \rightarrow 0$  the OPE series diverges as well as for  $x \rightarrow 1$  [13].

Of course, one can convince oneself that from the viewpoint of the operator product expansion the nonlocal quark condensate corresponds to summing up an infinite subset of higher-dimension local condensates. But it is only a certain subset that is summed up while all the other power corrections are ignored at the same time, in spite of the fact that there is no reason to neglect them. Therefore, this cannot resolve the problem of OPE convergence for the problem in question. Moreover, the diagram of this type becomes disconnected in the local limit. Due to the fact that the contribution of nonlocal quark condensate has no numerical enhancement, we disregard the latter in our analysis.

Equation (11) is our main result.

In fig.3 we represent the result of calculation of the real target-photon asymmetry in the central region of the Bjorken variable

$$A^\gamma(x, Q^2) = \frac{2xg_1^\gamma(x, Q^2, 0)}{F_2^\gamma(x, Q^2)} \quad (12)$$

for the  $Q^2 = 10\text{GeV}^2$ , where [5]

$$\begin{aligned} F_2^\gamma(x, Q^2) &= \frac{\alpha_{em}}{\pi} N_c N_f \langle Q_q^4 \rangle \left\{ -1 + 6x(1-x) + [(1-x)^2 + x^2] \ln \left( \frac{Q^2}{x^2 p_0^2} \right) \right. \\ &\left. + \frac{1}{2} \frac{p_0^4}{p^2} \left[ [(1-x)^2 + x^2] - \frac{8}{9N_c} \frac{\pi^2}{p_0^4} \left( \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \right) \frac{1}{x^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$



термическим вакуумным напылением, а в качестве контакта к  $n^{++}$ -слою - слой Al толщиной  $70 \text{ мкг/см}^2$ . Было изготовлено три детектора, два из них представляют собой по четыре секторных элемента на каждой пластине, а третий детектор представляет собой кольцевую структуру, содержащую помимо центрального детектора восемь кольцевых детектирующих элементов. Площадь каждого секторного детектирующего элемента составляла  $1.5 \text{ см}^2$ , а площадь центрального и каждого кольцевого детектирующего элемента  $3.6 \text{ см}^2$ , зазор между кольцевыми элементами составлял  $300 \text{ мкм}$ . Таким образом, было изготовлено и исследовано 17 детектирующих элементов.

Для изготовления секторных детектирующих элементов использовались эпитаксиальные структуры со следующими номинальными параметрами:

- толщина эпитаксиального  $n$ -слоя -  $21 \pm 1.7 \text{ мкм}$ ,
- удельное сопротивление эпитаксиального слоя -  $30 \pm 0.5 \text{ Ом} \times \text{см}$ ,
- удельное сопротивление подложки ( $n^{++}$ -слоя) -  $0.080 \div 0.0016 \text{ Ом} \times \text{см}$ ,
- толщина подложки -  $\approx 350 \text{ мкм}$ ,
- толщина переходного слоя на границе раздела ( $n$ -Si)-( $n^{++}$ -Si) -  $0.6 \div 0.8 \text{ мкм}$ .

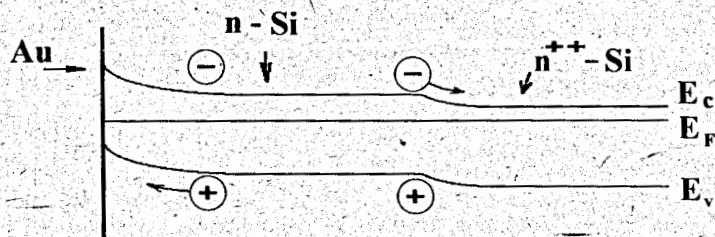


Рис.1. Зонная диаграмма выпрямляющей Au-(n-Si)-(n<sup>++</sup>-Si)-структуры

Для изготовления кольцевых детектирующих элементов использовалась эпитаксиальная структура со следующими номинальными параметрами:

- толщина эпитаксиального  $n$ -слоя -  $51 \pm 3 \text{ мкм}$ ,
- удельное сопротивление эпитаксиального слоя -  $80 \pm 1.2 \text{ Ом} \times \text{см}$ ,
- удельное сопротивление подложки -  $0.0016 \text{ Ом} \times \text{см}$ ,
- толщина подложки -  $\approx 350 \text{ мкм}$ ,
- толщина переходного слоя на границе раздела ( $n$ -Si)-( $n^{++}$ -Si) -  $1.0 \div 1.2 \text{ мкм}$ .

Исходные эпитаксиальные пластины имели диаметр  $76 \text{ мм}$ , кристаллическую ориентацию  $\langle 111 \rangle$  и были дезориентированы на  $2^\circ$  по отношению к кристаллической оси  $\langle 100 \rangle$ . Отклонение от плоскопараллельности исходных пластин составляло  $\leq 2\%$  на диаметре  $76 \text{ мм}$ .

Энергетическая зонная диаграмма использованных нами Au-(n-Si)-(n<sup>++</sup>-Si)-структур показана на рис.1. Характерной особенностью этой диаграммы является наличие на границе раздела (n-Si)-(n<sup>++</sup>-Si) потенциального барьера высотой  $\approx 10 \text{ кТ/}q$  ( $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная температура,  $q$  - элементарный заряд), препятствующего переходу электронов из  $n^{++}$ -слоя в  $n$ -слой.

Для исследования отклика детекторов при их облучении осколками деления использовался источник осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  интенсивностью  $\approx 10^3$  делений/сек. Набор одномерных энергетических спектров проводился стандартной электроникой [6], включающей в себя зарядочувствительный предусилитель, спектрометрический усилитель и преобразователь "амплитуда-цифровой код". Стабильность работы спектрометрического тракта в процессе набора спектров осколков деления контролировалась с помощью генератора точной амплитуды.

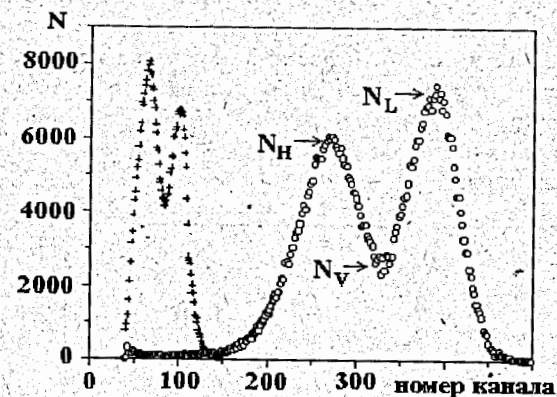


Рис.2. Спектр осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ .  
левое распределение - поверхностно-барьерный детектор,  
правое распределение - эпитаксиальный детектор

Амплитуда сигналов в широком диапазоне напряжения смещения заметно меняется не только из-за уменьшения потерь генерированного частицей заряда при увеличении напряжения смещения, но и в результате существенного изменения емкости детектора. Вследствие этого коэффициент преобразования "генерированный заряд (энергия) - амплитуда сигнала" зависит от емкости детектора даже при использовании зарядочувствительного предусилителя. Чтобы привести все результаты к единому коэффициенту преобразования производилась нормировка амплитуд по генератору.

На рис.2 приведены энергетические спектры осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , демонстрирующие основные различия откликов ЭД и ПВД. Спектры набирались при одном и том же коэффициенте усиления и при одина-

ковом напряжении смещения  $V_b \approx 1$  В. Отметим, что набор спектров осуществлялся без рекомендованных в [7] предосторожностей, относящихся к источнику осколков деления, к детектору и режиму его работы, к коллимации системы "источник-детектор". Спектры получены на ЭД с удельным сопротивлением  $\rho = 30$  Ом·см и на ПБД с удельным сопротивлением  $\rho = 660$  Ом·см. Из рис.2 видно, что в случае ЭД, даже при  $V_b \approx 1$  В форма энергетического распределения осколков деления приближается к стандартному для  $^{252}\text{Cf}$  распределению. Первые три параметра Шмитта [7], определяющие отношение интенсивностей легкой и тяжелой групп осколков и отношения пиков, имеют для данного детектора следующие значения:  $N_L/N_V = 2.81 \pm 0.13$ ,  $N_H/N_V = 2.19 \pm 0.15$ ,  $N_L/N_H = 1.30 \pm 0.12$ .

В случае ПБД распределение амплитуд сдвинуто в сторону меньших каналов (амплитуды сигналов примерно в 4 раза меньше по сравнению с ЭД), а само распределение амплитуд деформировано и значительно отличается от стандартного для  $^{252}\text{Cf}$  энергетического спектра. Причем деформация спектра такова, что для его описания сложно применить параметры Шмитта. Значительное различие амплитудных распределений обусловлено тем, что в случае ПБД при малом напряжении смещения пробеги легкого и тяжелого осколков деления не укладываются в чувствительной области детектора, вследствие чего не весь генерированный осколками заряд принимает участие в формировании амплитуд сигналов.

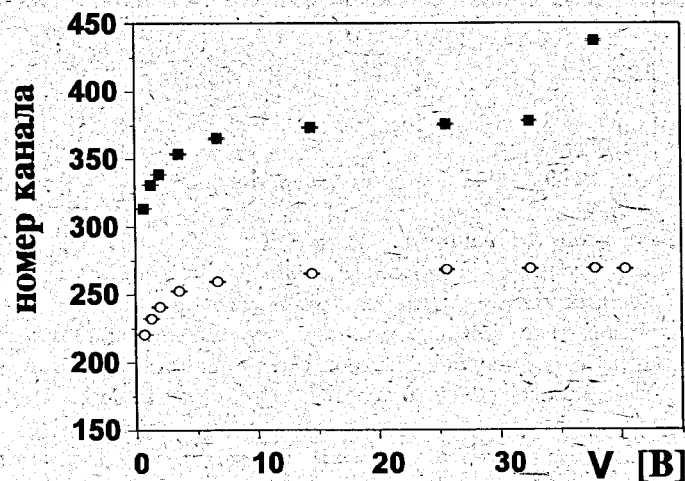


Рис.3. Зависимость амплитуды сигнала от разности потенциалов  $V$  для легкого и тяжелого осколков

Типичные зависимости амплитуды сигнала от напряжения на детекторе для легкого и тяжелого осколков показаны на рис.3. Поскольку отклик детекторов исследовался при самых малых напряжениях смещения, необходимо было учитывать и величину потенциального барьера  $V_0$ , возникающего на

границе раздела Au-(n-Si). Значения величины  $V_0$  рассчитывались таким же способом, как и в работе [8]. В области удельных сопротивлений использованных нами эпитаксиальных структур ( $\rho \approx 30-50$  Ом·см) контактная разность потенциалов составляла  $V_0 \approx 0.5$  В. Далее везде в качестве разности потенциалов, приложенной к детектору, используется суммарное значение напряжения смещения  $V_b$  и равновесное значение потенциального барьера  $V_0$ , т.е.  $V = V_b + V_0$ .

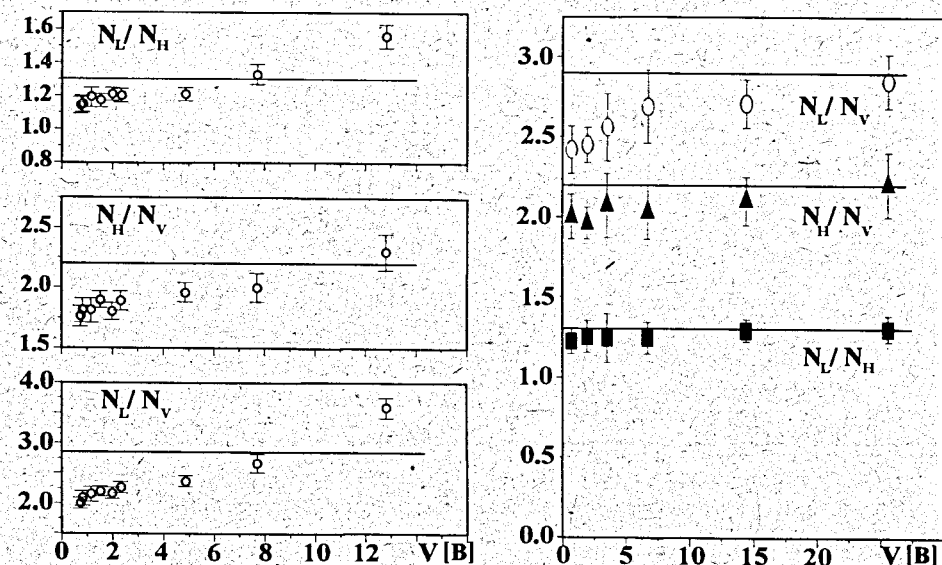


Рис.4. Зависимость параметров Шмитта от разности потенциалов  $V$ . слева - кольцевая детектирующая структура, справа - секторная детектирующая структура.

Из рис.3 видно, что как для легкого, так и для тяжелого осколков зависимости амплитуды сигнала от  $V$  выходят на плато в области напряжений 3-5 В. Отметим, что выход на плато соответствующих зависимостей для ПБД [9] и ионно-легированных детекторов [10] имеет место при  $V_b \approx 50-100$  В. Уход вверх точки вблизи  $V \approx 35$  В на зависимости амплитуды от приложенного напряжения для группы легких осколков связан с началом процесса мультипликации зарядов.

Как уже упоминалось выше, спектрометрические свойства детекторов осколков деления обычно описываются первыми тремя параметрами Шмитта. На рис.4 показаны зависимости отношений  $N_L/N_V$ ,  $N_H/N_V$  и  $N_L/N_H$  от разности потенциалов  $V$  для одного из секторных детектирующих элементов и для одного из кольцевых детектирующих элементов. Линиями показаны значения параметров, рекомендованных Шмиттом. Из рис.4 видно, что для сектор-

ного детектирующего элемента параметры  $N_L/N_V$ ,  $N_H/N_V$  и  $N_L/N_H$  слабо зависят от  $V$ . Соответствующие зависимости для кольцевого детектирующего элемента показывают, что при малых значениях  $V$  все три параметра существенно ниже рекомендованных, а их зависимость от  $V$  более сильная. Тот факт, что экспериментальные точки вблизи  $V=13$  В превышают значения параметров Шмита, свидетельствует о мультипликации заряда. Результаты исследования этого явления будут представлены в отдельной работе.

Ухудшение спектрометрических свойств в случае кольцевого детектирующего элемента связано с большой неоднородностью использованной эпитаксиальной структуры.

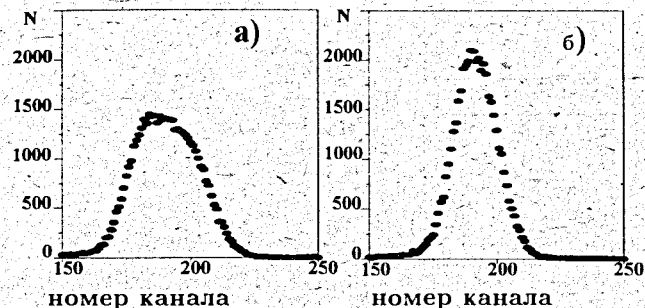


Рис.5. Спектры  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$ .

а)- кольцевая детектирующая структура,  
б)- центральная детектирующая структура.

Высокая неоднородность эпитаксиальной структуры подтверждается формой спектров  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$  (рис.5), полученных на центральном детектирующем элементе и на одном из кольцевых детектирующих элементов. В случае кольцевого элемента, в отличие от центрального, форма спектра отличается от гауссовой формы, что может быть объяснено неоднородностью распределения величин времени жизни и электрического поля в чувствительном слое детектора.

При рекомбинационном механизме потерь заряда [11] в линейном приближении (в случае небольших потерь) доля потерянного заряда описывается формулой

$$\lambda \approx \frac{T_p}{\tau_{eff}}, \quad (1)$$

где

$T_p$  - плазменное время, соответствующее интервалу времени, в течение которого происходит рекомбинация неравновесных носителей;

$\tau_{eff}$  - эффективное время жизни носителей, зависящее от конкретного механизма рекомбинации.

Зависимость доли потерянного заряда  $\lambda$ , выполняющаяся в широком диапазоне потерь, имеет вид

$$-\ln(1 - \lambda) = \frac{T_p}{\tau_{eff}}. \quad (2)$$

В соответствии с моделью, принятой в работе [12],  $T_p \sim V^{-0.5}$ , следовательно, потери заряда являются функцией величины  $V^{-0.5}$ . Таким образом, экспериментальную информацию о той части потерь заряда, которая связана с напряженностью электрического поля в детекторе, можно получить из зависимостей амплитуд сигналов от величины  $V^{-0.5}$ ; пропорциональной напряженности поля на контакте Au-(n-Si).

Типичные зависимости амплитуд сигналов от  $V^{-0.5}$  для среднего легкого и среднего тяжелого осколков показаны на рис.6. Отметим здесь, что приведенной на рис.6 зависимости хорошо удовлетворяют точки и вблизи  $V_b=0$ , что свидетельствует об участии всего заряда, генерированного осколком в детекторе, в формировании сигнала.

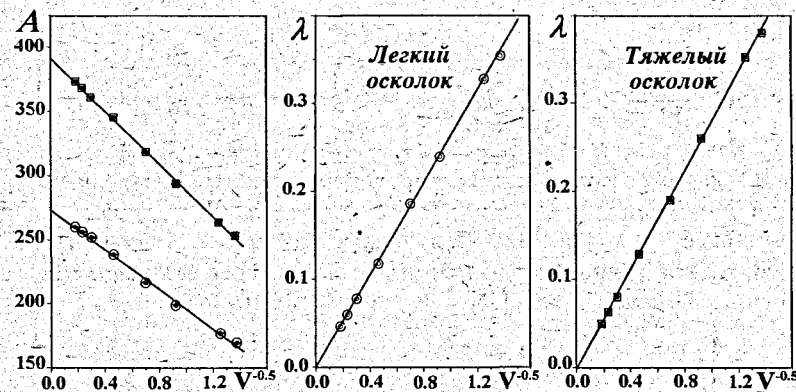


Рис.6. Зависимости амплитуды сигнала  $A$  и относительных потерь заряда  $\lambda$  от  $V^{-0.5}$ .

Экстраполяция зависимостей при  $V^{-0.5} \rightarrow 0$ , т.е. к бесконечно большому электрическому полю, дает максимальное значение амплитуд  $A_{max}$  в отсутствие рекомбинации. При этом относительная потеря заряда определяется выражением

$$\lambda(V) = \frac{A_{max} - A(V)}{A_{max}}. \quad (3)$$

Линейность зависимостей  $\lambda$  от  $V^{-0.5}$  для легкого и тяжелого осколков, приведенных на рис.6, подтверждает, что за потери генерированного осколком заряда ответствен рекомбинационный механизм. Экспериментальные значения относительных потерь заряда в ЭД примерно такие же, как и в ПБД, но в случае ЭД они достигаются при существенно более низких значениях  $V_b$ .

Как видно из формулы (2), информацию об эффективных временах жизни,



ответственных за рекомбинационные потери заряда, можно получить из зависимости потерь заряда от плазменного времени, поскольку эффективные времена обратно пропорциональны наклонам этих зависимостей. Необходимые для расчета  $T_p$  значения кинетических энергий, масс и зарядов средних тяжелых и средних легких осколков взяты из работы. [13]. При расчете  $T_p$  учитывались в соответствии с [14] также поправки на дополнительные потери заряда, обусловленные ядерными соударениями осколков с атомами вещества детектора. Типичные зависимости  $\lambda(T_p)$  для среднего тяжелого и среднего легкого осколков приведены на рис.7.

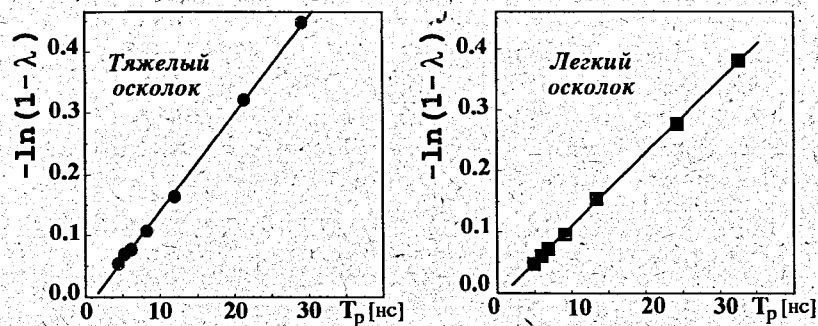


Рис.7. Зависимости относительных потерь заряда от  $T_p$

Усредненные по нескольким детектирующим элементам значения эффективных времен жизни составляют: для легкого осколка  $\tau_{eff}^l = 95 \pm 10$ нс, для тяжелого осколка  $\tau_{eff}^h = 78 \pm 8$ нс. Полученные значения величин  $\tau_{eff}$  согласуются с соответствующими значениями для ПБД, ранее полученными нами для ускоренных тяжелых ионов [15].

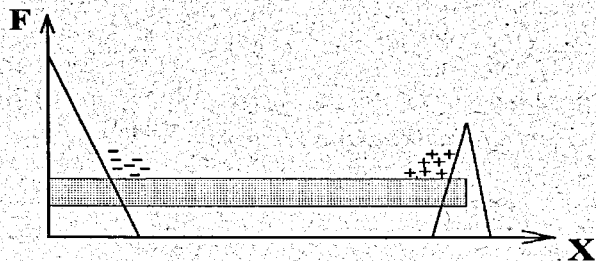


Рис.8. Распределение поля и положение трека в детекторе

Наблюдаемые различия между ЭД и ПБД обусловлены, на наш взгляд, особенностями распределения напряженности электрического поля в ЭД, показанном на рис.8. Распределение электрического поля на входе детектора соответствует распределению в барьере типа Шоттки. При напряжении смещения несколько вольт и удельных сопротивлениях эпитаксиальных слоев 30-50 Ом·см напряженность поля в приповерхностной области ЭД достигает значения 10 кВ/см. Область электрического поля на границе раздела (n-Si)-(n<sup>++</sup>-Si) обусловлена градиентом концентрации электронов на этой границе.

Разность потенциалов  $V_{oo}$  между двумя точками полупроводника с концентрациями легирующей примеси  $N_{max}$  и  $N_{min}$  определяется следующим выражением:

$$V_{oo} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_{max}}{N_{min}}\right). \quad (4)$$

Для использованных нами эпитаксиальных слоев разность потенциалов  $V_{oo}$  в соответствии с формулой (4) составляет  $\approx 0.25$ В, что при толщине переходного слоя 1 мкм соответствует напряженности поля  $\approx 2.5$ кВ/см. В процессе собирания зарядов электроны из приповерхностной области выталкиваются в квазинейтральную область, а на границе раздела (n-Si)-(n<sup>++</sup>-Si) такая же ситуация имеет место для дырок. В результате в квазинейтральной области возникает электрическое поле, обеспечивающее эффективное собирание генерированного в этой области частицей заряда даже при отсутствии внешнего смещения.

В заключение отметим основные результаты данной работы:

- 1) спектрометрический режим регистрации осколков деления в эпитаксиальных кремниевых детекторах достигается при более низких значениях величин напряжения смещения  $V_b$  по сравнению с поверхностно-барьерными детекторами, в частности, и при  $V_b = 0$ ;
- 2) в эпитаксиальных детекторах экспериментальные значения величин параметров распределения амплитуд сигналов достигают рекомендованных Шмиттом значений при  $V_b$  на порядок меньшем в сравнении с поверхностно-барьерными детекторами;
- 3) относительные потери заряда примерно такие же, как и в поверхностно-барьерных детекторах, но они достигаются при существенно более низких в сравнении с поверхностно-барьерными детекторами значениями  $V_b$ ;
- 4) значения эффективных времен жизни носителей тока для легкого и тяжелого осколков согласуются со значениями этих же параметров в поверхностно-барьерных детекторах, полученных нами на ускоренных тяжелых ионах, что свидетельствует об идентичности рекомбинационных механизмов потерь заряда.

Авторы выражают благодарность профессору Ю.Э.Пеннонжквичу за проявленное внимание к работе. Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку работы, осуществленной в соответствии с проектом РФФИ № 95-02-05676-а, а также Комитет научных исследований Республики Польша за поддержку исследований, оказанную по гранту 2Р30В 095 09.

## Литература

1. L.P.Ponpon and P.Siffert, Nucl.Instrum. and Methods, 1971, V.94, p.435.
2. S.Osada, K.Husimi, Y.Fuchi et.al., Nucl.Instrum. and Methods, 1975, V.144, p.353.
3. S.Osada, K.Husimi, Y.Fuchi et.al., IEEE Trans. Nucl.Sci., 1978, V. NS-25, N.1, p.371.
4. C.Kim, H.Kim, K. Kikuchi et.al., IEEE Trans. Nucl.Sci., 1980, V. NS-27, N.1, p.258.
5. И.И.Евсеев, В.В.Крячко, А.А.Диденко, ПТЭ, 1982, N.2, стр. 43.
6. Ю.Г.Соболев, М.П.Иванов, И.В.Кузнецов, А.В.Даниэль, Препринт ОИЯИ Р13-92-331, Дубна, 1992.
7. H.W. Schmitt and F.Pleasanton, Nucl.Instrum. and Methods, 1966, V.40, p.204.
8. Б.М.Головин, В.Ф.Кушнирук, Л.А.Пермякова, ПТЭ, 1980, N2, стр. 74.
9. H.W.Schmitt, W.N.Gibson, J.H.Neiler et.al., Proc IAEA Symp. Phys. and Chem. of fission, Salzburg, Austria, 1965, p.231.
10. H.M.Hejne, E.Belcarz, J.C.Muller, P.Siffert, IEEE Trans. Nucl.Sci., 1978, V. NS-25, N.1, p.378.
11. Н.Б.Строкан, ПТЭ, 1964, N.1, стр. 91.
12. W.Seibt, K.E.Sundstrom, P.A.Tove, Nucl.Instrum. and Methods, 1973, V.113, p.317.
13. Ю.П.Гангрский, Б.Н.Марков, В.П.Перельгин, "Регистрация и спектрометрия осколков деления", М.: Энергоатомиздат, 1992, стр. 27-53.
14. E.L.Haines and A.V.Whitehead, Rev. Sci. Instr., 1966, V.37, N.2, p.190.
15. V.F.Kushniruk, Ju.P.Kharitonov, Ju.S.Tzyganov, Heavy Ion Physics, Scientific Report 1989-90, Dubna, 1991, p.195.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 ноября 1995 года.